

Modellierung und Stabilisierung passiv modensynchronisierter Faserlaser

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena von

Diplom Physiker Georg Sluyterman van Langeweyde
geboren am 1.10.1967 in Essen

Gutachter:

1. Prof. Dr. Hartmut Bartelt
2. Prof. Dr. Andreas Tünnermann
3. Prof. Dr. Gerd Leuchs

Tag der letzten Rigorosumsprüfung 15.6.2001

Tag der öffentlichen Verteidigung 26.6.2001

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Impulsformung	4
2.1	Erzeugung optischer Impulse	4
2.2	Impulsausbreitung in einer Monomode-Faser	7
3	Ultrakurzimpuls-Faserlaser	11
3.1	Faseroptische Konzepte sättigbarer Absorber für Ultrakurzimpulslaser	11
3.2	Die nichtlineare Spiegelschleife	14
3.3	Eigenschaften faseroptischer Ultrakurzimpulslaser	23
4	Modellierung des faseroptischen Ultrakurzimpulslasers	29
4.1	Grundstruktur des Modells	30
4.2	Behandlung der Verstärkung bei der Impulsausbreitung	32
4.3	Numerische Berechnung der Impulsausbreitung	35
4.4	Laserratengleichungen	36
4.5	Konkurrenz und Koexistenz verschiedener Regime	42
4.6	Kriterien für einen Vergleich mit dem Experiment	48
5	Experimentelle Untersuchungsmethoden	50
6	Experiment und Simulation im Vergleich	54
6.1	Eigenschaften der verwendeten Fasern	54
6.2	Konfiguration 1: F8L mit nichtreziprokem Phasenoffsetelement	54
6.3	Konfiguration 2: F8L mit Phasenoffset durch 90°-Spleiß	77
7	Dispersionsmanagement im „figure-eight-laser“	87
7.1	Dispersionskompensation im Resonator	87
7.2	F8L bei stark normaler Gesamtdispersion	91
8	Zusammenfassung	95
	Literatur	97

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	iii
Anhang	I
A Jonesmatrizen für die nichtlineare Spiegelschleife	I
B Charakterisierung der Verstärkerdispersion	II
C Ratengleichungen für ein 3-4-Niveausystem	IV
D Stabilitätskriterium für ps-Impulse	VI
E Abkürzungsverzeichnis	VIII
Danksagung	IX
Lebenslauf	X
Ehrenwörtliche Erklärung	XI

1 Einleitung

Optische Fasern werden vielfältig in der Informationsübertragung, Sensorik und als Verstärkungsmedium in Faserlasern eingesetzt. Sie lassen sich außerdem zur Erzeugung ultrakurzer optischer Impulse verwenden. So können dispersive und nichtlineare optische Effekte in Fasern zur Formung optischer Impulse genutzt werden, wie z. B. bei der Soliton-artigen Impulsausbreitung [2]. Wie von Mollenauer und Stolen mit dem Soliton-Laser gezeigt wurde [63], kann eine solche Impulsformung auch im Laser selbst erfolgen und zur Erzeugung transformationsbegrenzter Impulse dienen.

Viele Anwendungen, z. B. im Bereich der Telekommunikation, der Materialbearbeitung und der Medizintechnik, erfordern kompakte, stabile und einfach zu bedienende Lösungen zur Erzeugung ultrakurzer Impulse. Die Vorteile faseroptischer gegenüber volumenoptischen Lasern liegen in der Robustheit und der Justagefreiheit der optischen Führung des Lichtes. Es lassen sich außerdem große Resonatorlängen durch Wicklung der Fasern kompakt aufbauen. Die Strahlqualität ist bei Verwendung von Einmodenfasern beugungsbegrenzt. Da die Impulse bereits in der Faser vorliegen, eignen sich die Ultrakurzimpuls-Faserlaser gut für faseroptische Anwendungen, z. B. als Solitonenquelle oder als Seedquelle für faseroptische Verstärkungssysteme. Gegenüber modensynchronisierten Halbleiterlasern mit externer Impulskompression [97] besitzen sie den Vorteil höherer Impulsenergie, geringerer Impulsbreite und besserer Impulsqualität. Die geringe fundamentale Repetitionsrate der Impulse ist jedoch für eine Anwendung als Quelle bei der optischen Datenübertragung nachteilig.

Die Erzeugung transformationsbegrenzter ultrakurzer Impulse mit Impulsbreiten von einigen Pikosekunden bis etwa 70 fs wird in Faserlasern typischerweise durch eine passive Modensynchronisation nach dem Verfahren des „additive pulse modelocking“ (APM) erzielt [48]. Dieses Verfahren basiert auf der interferometrischen Überlagerung zweier Impulsanteile verschiedener Intensität, die aufgrund des optischen Kerreffektes in der Faser intensitätsabhängige Phasenverschiebungen erleiden, so daß ein schneller sättigbarer Absorber entsteht. Erste Ultrakurzimpuls-Faserlaser wurden Anfang der 90er Jahre realisiert [26, 60, 32]. Sie nutzten die günstigen Eigenschaften der Erbium-Faserverstärker wie hohe Bandbreite, große Fluoreszenzlebensdauer und hohe Verstärkung. Ferner ist in dem Wellenlängenbereich um 1550 nm die Dispersion besonders gut faseroptisch einstellbar, die einen zentralen Parameter für die Impulserzeugung darstellt. Auch mit neodym-, praseodym- und ytterbiumdotierten Faserverstärkern wurden bereits ultrakurze Impulse erzeugt [73, 87, 13], wobei jedoch volumenoptische Elemente, wie Gitter oder Prismenpaare, zur Dispersionseinstellung verwendet werden mußten. Durch Verwendung von nichtlinearen Sagnacinterferometern oder ähnlichen Strukturen kann ein automatischer längenmäßiger Abgleich des Interferometers gewährleistet werden, was die Stabilität der Laser erhöht und die Justage vereinfacht. Es wurden bereits Impulsbreiten

von 77 fs [90] und Impulsenergien von 1,2 nJ [58] erzielt. Die Resonatorumlauffrequenz liegt bedingt durch die benötigten Faserlängen maximal bei mehreren 10 MHz. Durch harmonische Modensynchronisation können höhere Impuls-Wiederholraten von mehreren GHz erzielt werden [57].

Problematisch bei Ultrakurzimpuls-Faserlasern ist die Stabilität der Polarisierung bei Verwendung nicht-polarisationserhaltender Fasern. Dies ist in der Abhängigkeit der Transmissionscharakteristik des sättigbaren Absorbers von der Faser-Doppelbrechung begründet, die in schwach doppelbrechenden Fasern Umgebungseinflüssen wie Temperatur und Dehnung unterworfen ist und nur schwer kontrollierbar ist. Als Folge davon ist auch eine langzeitstabile Justage des Lasers mit Polarisationsstellern problematisch. Ein weiteres Problem besteht darin, daß Ultrakurzimpuls-Faserlaser neben den transformationsbegrenzten kurzen Impulsen auch sehr viel breitere, stark verrauschte Rechteckimpulse generieren können [61, 78]. Die Selektion dieser beiden Impulsregime kann durch Variation der Transmissionscharakteristik des sättigbaren Absorbers erfolgen. Auch unter diesem Aspekt wirken sich Umgebungseinflüsse störend aus. Eine Lösung dieser Probleme liegt in der polarisationserhaltenden Gestaltung des Lasers. So wurde beispielsweise von Taverner et al. [93] ein polarisationserhaltender „Figure-Eight-Laser“ vorgeschlagen. Bei diesem Laser sind jedoch die Variationsmöglichkeiten der Transmissionscharakteristik stark eingeschränkt, so daß dort aufgrund der benötigten sehr großen Faserlängen nur Impulsbreiten von 2,3 ps erreicht werden konnten. Ringlaser, bei denen der sättigbare Absorber auf der nichtlinearen Polarisationsdrehung beruht, können dagegen nicht polarisationserhaltend gestaltet werden [60, 90]. Lineare Laserstrukturen, wie die von Ferman et al. [32], sind vom Prinzip her polarisationserhaltend, weisen jedoch Probleme mit dem Selbststart auf. Eine Weiterentwicklung dieses Lasers, der inzwischen als kommerzielles Produkt vertrieben wird (Firma IMRA), benutzt zusätzlich einen als sättigbarer Absorber wirkenden Halbleiterspiegel (SESAM), um einen Selbststart des Lasers zu initiieren.

Die theoretische Beschreibung eines faseroptischen UltrakurzimpulsLasers ist ein wichtiges Hilfsmittel für das Verständnis und den Entwurf einer zu realisierenden Laserstruktur. Bisher existieren dazu verschiedene Ansätze: Analytische Modelle vernachlässigen üblicherweise die räumliche Dimension [45, 46] oder berücksichtigen sie nur ansatzweise [8]. Es werden zwar qualitative Zusammenhänge richtig erfaßt, jedoch gestaltet sich der Vergleich mit dem Experiment schwierig, da die Parameter der Modelle zum Teil nur schwer auf Meßgrößen zurückzuführen sind. Demgegenüber bieten numerische Simulationen die Möglichkeit, die räumliche Verteilung der Faserparameter genau zu berücksichtigen. Ein Blick in die Literatur [10, 95, 96, 14] zeigt, daß numerische Berechnungen zwar durchgeführt wurden, jedoch der Einfluß der Verstärkerdynamik auf die Impulsenergie bisher nicht genügend beachtet wurde. Ferner wurde bisher kein direkter Vergleich von experimentell erzeugten und numerisch berechneten Impulsen vorgenommen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Konfigurationen des „Figure-Eight-Lasers“ (F8L) experimentell realisiert. Das als sättigbarer Absorber dienende nichtlineare Sagnacinterferometer wurde polarisationserhaltend gestaltet, um den nichtlinearen Schaltmechanismus gegen äußere Einflüsse zu stabilisieren. Es wurden zwei polarisationsoptische Verfahren entwickelt, wie die Transmissionscharakteristik des nichtlinearen Sagnacinterferometers unter Polarisationserhaltung definiert und reproduzierbar eingestellt werden kann, und so eine Voraussetzung für einen sinnvollen Vergleich von Experiment und Simulationsrechnung geschaffen.

Es wurde eine Modellierung faseroptischer APM-Laser entwickelt, die auf einer numerischen Berechnung der räumlichen Impulsausbreitung beruht und deren Ergebnis in einen Formalismus von Ratengleichungen für den Laser einbindet: Wie von Namiki et al. [70] im Rahmen einer rein analytischen Theorie ohne Berücksichtigung der räumlichen Struktur gezeigt wurde, entwickeln sich Verstärkung und Energie im Vergleich zur Impulsformung auf einer langsamen Zeitskala, so daß die Laserdynamik auf dieser Zeitskala mit Hilfe von Ratengleichungen beschrieben werden kann. Aus der separat behandelbaren schnellen Impulsentwicklung resultiert dann ein dynamischer Verstärkungskoeffizient, der den Verstärkungsvorteil von Impulsen gegenüber cw-Licht beschreibt und in die Ratengleichungen eingeht. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde dieser Koeffizient aus numerischen Berechnungen gewonnen, so daß im Gegensatz zu [70] reale Laserstrukturen experimentnah beschrieben werden können. Mit Hilfe der Modellierung können genaue Impulsformen an verschiedenen Orten im Resonator berechnet werden. Darüberhinaus kann mit Hilfe der Ratengleichungen die Stabilität der Impulszustände beurteilt und verschiedene Impulsregime des Lasers miteinander verglichen werden.

Die experimentellen Resultate der beiden untersuchten F8L wurden detailliert mit den Ergebnissen der Modellierung verglichen, wobei der Einfluß verschiedener Laserparameter untersucht wurde. Als eine Anwendung der Modellierung wurde die Auswirkung der räumlichen Verteilung der Dispersion bei einer Verringerung der mittleren Dispersion kritisch diskutiert. Auch die Möglichkeit des Laserbetriebs bei normaler mittlerer Dispersion wurde untersucht.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 2 wird eine kurze Einführung in die Modensynchronisation und die Impulsformung durch die Faser gegeben. Grundlegende Begriffe werden definiert. In Kapitel 3 werden die Eigenschaften von Ultrakurzimpuls-Faserlasern und der zugrundeliegenden interferometrischen sättigbaren Absorber diskutiert. Es wird speziell auf das im F8L verwendete nichtlineare Sagnacinterferometer eingegangen und die Möglichkeiten seiner polarisationserhaltenden Gestaltung erläutert. Kapitel 4 behandelt die Modellierung des faseroptischen UltrakurzimpulsLasers. Nach einer kurzen Darstellung der experimentellen Untersuchungsmethoden für die Impulscharakterisierung im Kapitel 5, werden in Kapitel 6 für zwei realisierte F8L die experimentellen Ergebnisse vorgestellt und mit den Resultaten der Simulation verglichen. In Kapitel 7 wird der Einfluß der Dispersion im F8L theoretisch untersucht. Die vorliegende Arbeit schließt in Kapitel 8 mit einer Zusammenfassung.

2 Impulsformung

In diesem Kapitel wird eine kurze Darstellung der Impulserzeugung und der Impulsausbreitung in Lichtwellenleitern gegeben, um Konzepte und Begriffsdefinitionen einzuführen. Für detailliertere Darstellungen sei auf die Literatur verwiesen: für die Impulserzeugung [82, 53], für die nichtlinear-optische Impulsausbreitung [2, 11].

2.1 Erzeugung optischer Impulse

Optische Impulse lassen sich allgemein als amplituden- und phasenmodulierte Welle des elektrischen Feldes beschreiben:

$$\mathbf{E}(z, t) = \frac{1}{2} [\mathbf{E}_0(z, t) e^{i(\beta_z z - \omega_0 t)} + c.c.] = \frac{1}{2} [\mathbf{E}_A(z, t) e^{i\Phi(z, t)} e^{i(\beta_z z - \omega_0 t)} + c.c.] \quad (2.1)$$

Der Impuls breitet sich in z -Richtung mit der Ausbreitungskonstanten β_z aus. ω_0 ist die Kreisfrequenz der Welle. c.c. steht für das konjugiert Komplexe des voranstehenden Summandens. Die komplexe Einhüllende \mathbf{E}_0 läßt sich in Amplitude \mathbf{E}_A und Phase Φ zerlegen, die bei Impulsbreiten >100 fs gegenüber der Trägerwelle als langsam veränderlich betrachtet werden können (Quasimonochromasie). Ist die Phasenfunktion Φ z. B. quadratisch von der Zeit abhängig, so entspricht dies einer linearen Frequenzänderung $\delta\omega$ über den Impuls hinweg ($\delta\omega = -\partial\Phi/\partial t$). Man spricht dann von einem linear „gechirpten“ Impuls. Die Stärke eines linearen Chirps ist durch die Steigung von $\delta\omega$ in t gegeben. Eine konvexe Krümmung der Phasenfunktion ($d^2\Phi/dt^2 < 0$) beschreibt also eine über den Impuls ansteigende Trägerfrequenz („up-Chirp“), eine konkave Phasenkrümmung ($d^2\Phi/dt^2 > 0$) eine abfallende Trägerfrequenz („down-Chirp“).

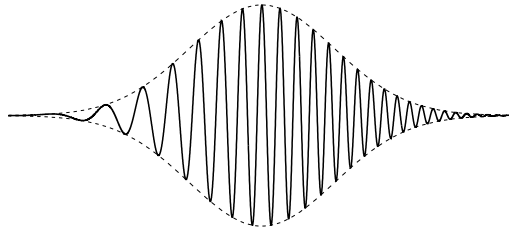


Abb. 2.1: Feldverlauf eines Impulses mit gaußförmiger Einhüllenden und linearem up-Chirp.

Alternativ läßt sich der Impuls auch in der Frequenzdomäne beschreiben. Das elektrische Feld berechnet sich dann mit einer Fouriertransformation bzgl. t zu:

$$\tilde{\mathbf{E}}(z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(z, t) e^{i\omega t} dt = \frac{1}{2} \left[e^{i\beta_z z} \tilde{\mathbf{E}}_0(z, \omega - \omega_0) + e^{-i\beta_z z} \tilde{\mathbf{E}}_0^*(z, -\omega - \omega_0) \right] \quad (2.2)$$

Das Fourierspektrum ist also im wesentlichen durch die Fouriertransformierte der komplexen Einhüllenden $\tilde{\mathbf{E}}_0(z, \omega)$ bestimmt, verschoben um die Trägerfrequenz ω_0 . Das Leistungsspektrum, das proportional zu $|\tilde{\mathbf{E}}(z, \omega)|^2$ ist, ist somit im Fall von quasimonochromatischem Licht

$(\omega - \omega_0 \ll \omega_0)$ im Bereich der positiven Frequenzen auch proportional zu $|\tilde{\mathbf{E}}_0(\omega - \omega_0)|^2$. Die komplexe Funktion $\tilde{\mathbf{E}}_0(z, \omega)$ läßt sich wiederum in Amplitude $\tilde{\mathbf{E}}_A(z, \omega)$ und Phase $\tilde{\Phi}(z, \omega)$ zerlegen. Ein Impuls wird als transformationsbegrenzt bezeichnet, wenn sein Amplitudenspektrum $\tilde{\mathbf{E}}_A(z, \omega)$ genau der Fouriertransformierten des zeitlichen Amplitudenverlaufs $\mathbf{E}_A(z, t)$ entspricht. Dies trifft zu, wenn die zeitliche Phasenfunktion konstant ist (chirpfreier Impuls) und wenn der Impuls auf einer monochromatischen Trägerwelle moduliert ist. Für eine bestimmte Impulsform ist die Transformationsbegrenztheit durch ein minimales Impulsbreite-Bandbreite-Produkt (PBP) überprüfbar, das als das Produkt der vollen Halbwertsbreiten (FWHM) von Leistungsverlauf und Leistungsspektrum definiert ist, wobei die Bandbreite als Frequenzdifferenz $\Delta\nu = \Delta\omega/2\pi$ angegeben wird. Es beträgt bei einem gauß-, sech- bzw. rechteckförmigen Amplitudenverlauf 0,44, 0,32 bzw. 0,86.

Die Erzeugung von Folgen kurzer Impulse geschieht durch Modensynchronisation. Diese Bezeichnung bezieht sich auf eine Betrachtung der Impulse im Frequenzbild: Gelingt es, die in einem Laser schwingungsfähigen Longitudinalmoden phasenstarr zu koppeln (bzw. zu synchronisieren), so entspricht dies im Zeitbild einer Folge gleichartiger Impulse. Umgekehrt stellt sich eine Folge von Impulsen im Abstand der Umlaufzeit T_R eines Resonators, deren Impulsbreite τ_p sehr viel kürzer ist als T_R , in der Frequenzdomäne als äquidistante Spektrallinien dar, deren Einhüllende durch die Fouriertransformierte der Impulsamplitude gegeben ist (s. Abb. 2.2). Um sehr kurze Impulse zu erzielen, müssen viele Frequenzen phasenstarr gekoppelt

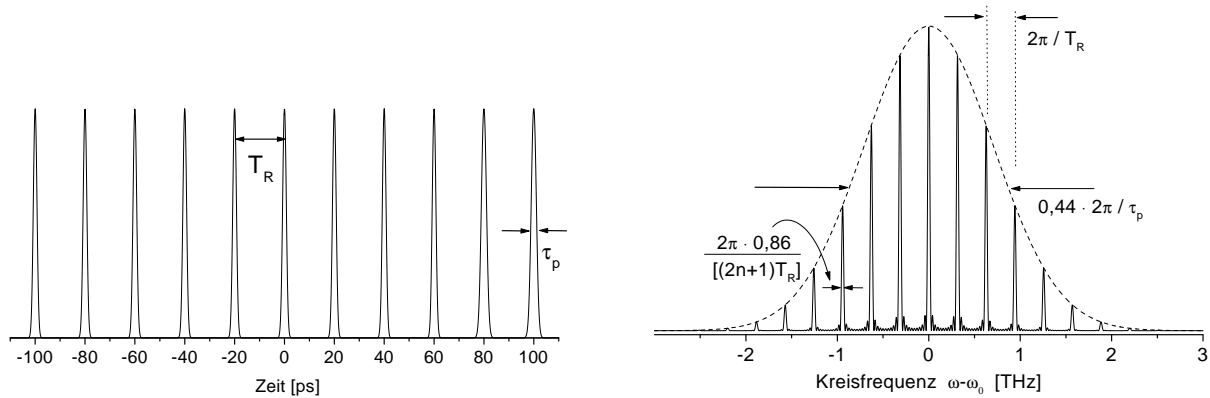


Abb. 2.2: Betragsquadrate der komplexen Impulsamplituden eines Impulszuges (rechteckförmige Einhüllende) von $n=11$ Gauß-Impulsen der Breite 1,67 ps im Abstand von 20 ps in der Zeit- und Frequenzdarstellung.

werden, d.h. das Verstärkungsmedium muß eine große Bandbreite zur Verfügung stellen. Bei einem 30 nm breiten Verstärkungsspektrum bei 1550 nm sind beispielsweise die theoretisch kürzesten erzielbaren sech-Impulse etwa 85 fs breit.

In der Praxis kann die Synchronisation aktiv mit einem Modulator oder passiv mit einem sättigbaren Absorber geschehen. Bei der aktiven Modensynchronisation werden durch eine Modulation von Amplitude oder Phase mit der Umlauffrequenz zu einer anschwingenden Longitu-

dinalmode Seitenbänder generiert, die in der Frequenz mit benachbarten Longitudinalmoden übereinstimmen und eine feste Phasenbeziehung mit der ursprünglichen Longitudinalmode aufweisen. Im Zeitbild erklärt sich die Impulsformung durch die bessere Transmission von Impulsen, die synchron mit der Umlaufzeit den Modulator stets im Transmissionsmaximum passieren. Bei der passiven Modensynchronisation erfährt ein Impuls aufgrund seiner höheren Intensität gegenüber Gleichlicht einen Transmissionsvorteil, da der sättigbare Absorber durch ein „Ausbleichen“ für hohe Intensitäten durchlässig wird. Der Impuls formt sich zeitlich selbst (Selbstamplitudenmodulation), da die Impulsspitze besser als die Flanken transmittiert wird. Im Frequenzbild entspricht dies einer spektralen Verbreiterung, wobei die Frequenzen „automatisch“ phasenrichtig gekoppelt werden.

Die derzeitigen technischen Möglichkeiten beschränken die Modulationsfrequenz bei der aktiven Modensynchronisation auf einige 10 GHz. Dadurch ist nach der Theorie von Kuizenga und Siegman [56, 82] die erreichbare Impulsbreite größenordnungsmäßig auf 1 ps beschränkt. Mit Halbleiterlasern wurden z. B. Impulsbreiten von 600 fs erreicht [97], wobei die generierten Impulse aufgrund der Ladungsträgerdynamik typischerweise stark gechirpt sind, so daß sie extern bspw. in Fasern komprimiert werden müssen. Mit aktiv modensynchronisierten Faserlasern wurden chirpfreie Impulse von minimal 1 ps erzeugt [104, 12]. Durch die großen Faserlängen solcher Laser muß jedoch mit einem Vielfachen der Umlauffrequenz moduliert werden, um diese kurzen Impulse zu erhalten (harmonische Modensynchronisation). Da dadurch die Longitudinalmoden in mehreren Gruppen zu Supermoden gekoppelt werden, ist in solchen Lasern eine Stabilisierung gegenüber Schwebungen zwischen verschiedenen Supermoden und den damit verbundenen Energieschwankungen notwendig.

Mit passiver Modensynchronisation können die bisher kürzesten Impulse generiert werden, da sich hier die Impulse quasi selbst modulieren. Bei Farbstofflasern wird mit langsamen sättigbaren Absorbern gearbeitet. Hier ist das Zusammenwirken von sättigbarem Absorber und Verstärkersättigung erforderlich, um eine Nettoverstärkung für Impulse in einem genügend kleinen Zeitfenster zu erhalten [71, 42]. Von Fork et al. [34] wurde beispielsweise nach diesem Verfahren eine Impulsbreite von 6 fs erzielt. In Festkörperlasern ermöglichen schnelle, nichtresonante Nichtlinearitäten die Konstruktion künstlicher sättigbarer Absorber. Mit diesen sind Impulsbreiten im 10 fs-Bereich erzielbar [65]. Man unterscheidet hier die Methode des „kerr-lens-modelocking“, bei dem der nichtlineare Effekt der Selbstfokussierung zu einem Transmissionsanstieg hoher Intensitäten durch ein räumliches Filter führt [50], und das „additive pulse modelocking“ (APM) oder „coupled cavity modelocking“, bei dem eine nichtlineare Phasenänderung bei einer Interferenz zweier Impulsanteile zu einem Transmissionsanstieg bei höheren Intensitäten führt [6, 48]. Das letztgenannte Verfahren wird auch bei den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Laserresonatoren, die aufgrund ihres faseroptischen Aufbaus eine hohe Stabilität besitzen, angewandt und im Detail im Kapitel 3 diskutiert. Eine weitere Me-

thode der passiven Modensynchronisation verwendet sättigbar absorbierende Halbleiterspiegel (SESAM's), mit denen sich begrenzt durch die Rekombinationszeiten der Ladungsträger Impulsbreiten von einigen 100 fs erzielen lassen [49].

Dem Vorteil der Erzeugung kürzerer Impulse bei der passiven Modensynchronisation steht der Nachteil gegenüber, daß im Fall der harmonischen passiven Modensynchronisation die Impulse im allgemeinen nicht äquidistant angeordnet sind, so daß gegebenenfalls zur Ordnung der Impulse weitere Maßnahmen ergriffen werden müssen.

2.2 Impulsausbreitung in einer Monomode-Faser

Impulse in einer Monomodefaser werden im wesentlichen durch zwei Effekte beeinflusst: Zum einen führt die Gruppengeschwindigkeitsdispersion (GVD)¹ der Faser zum Auseinanderlaufen der verschiedenen Frequenzanteile des Impulses. Zum anderen kann die optische Kerrnichtlinearität von Quarzglas aufgrund der über große Längen in der Faser aufrechterhaltenen hohen Intensität von Impulsen besonders effizient wirken. Beschränkt man sich auf Impulsbreiten größer als 100 fs und auf eine Wellenlänge, bei der die GVD deutlich von Null verschieden ist, so können sowohl Effekte durch die Dispersion höherer Ordnung als auch durch weitere nichtlineare Effekte (wie z. B. die stimulierte Ramanstreuung) in guter Näherung vernachlässigt werden [2]. Die Impulsausbreitung wird dann in skalarer Näherung des elektrischen Feldes durch die folgende Gleichung beschrieben, wobei die optische Kerrnichtlinearität als instantan wirkend angenommen wird:

$$i \left(\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A}{\partial t} \right) + \frac{\lambda_0^2}{4\pi c} D \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = -i \frac{\alpha_L}{2} A - \frac{\omega_0 n_2}{c A_{eff}} |A|^2 A \quad (2.3)$$

A beschreibt hier die zeitlich langsam veränderliche komplexe Amplitude des quasimonochromatischen Impulses in der Einheit \sqrt{W} . Die Leistung des Impulses ergibt sich demnach zu $P = |A|^2$. Außerdem sind z die Raumkoordinate in Faserlängsrichtung, t die Zeit, v_g die Gruppengeschwindigkeit, $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ die Vakuumwellenlänge, c die Lichtgeschwindigkeit, ω_0 die Zentralfrequenz des Impulses und α_L der Absorptionskoeffizient. Die Gruppengeschwindigkeitsdispersion D (Einheit ps/nm km) ist definiert als

$$D = \frac{d^2 \beta_z}{d\omega d\lambda} = -\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \frac{d^2 \beta_z}{d\omega^2}. \quad (2.4)$$

A_{eff} ist die effektive Modenfläche, die durch die Gleichung

$$A_{eff} = \frac{\left(\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_{xn}|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_{xn}|^4 dx dy} \quad (2.5)$$

¹in der vorliegenden Arbeit auch einfach mit Dispersion bezeichnet.

definiert ist, und sich bei einem gaußförmig genäherten Modenfeld mit der $1/e$ -Breite w zu $A_{eff} = \pi w^2$ berechnet. Der nichtlineare Brechzahlkoeffizient n_2 (Einheit m^2/W) beschreibt die nichtlineare Änderung der effektiven Brechzahl der Mode durch die auf die effektive Modenfläche bezogene Intensität $I = P/A_{eff}$:

$$n = n_0 + n_2 \cdot I \quad (2.6)$$

Er beträgt für die Standardfaser (s. Tab. 6.1) etwa $2,4 \cdot 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$ und hängt mit der Komponente $\chi_{xxxx}^{(3)}$ des nichtlinearen Suszeptibilitätstensors 3. Ordnung folgendermaßen zusammen:

$$n_2 = \frac{3}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} \frac{1}{\epsilon_0 c n_0^2} \quad (2.7)$$

wobei ϵ_0 die Influenzkonstante und n_0 den linearen Brechungsindex darstellen. Die Indices x bedeuten eine Verkopplung der x -Komponenten der Felder und des Polarisationsvektors durch $\chi^{(3)}$. Die skalare Amplitude A entspricht also der x -Komponente des elektrischen Feldes, so daß Glg. 2.3 die Ausbreitung linear polarisierter Impulse beschreibt.

Durch die Einführung einer retardierten Zeit $T = t - z/v_g$ erhält man folgende Bewegungsgleichung, die auch in Kapitel 4 zur Berechnung der Impulsausbreitung herangezogen wird:

$$\boxed{\frac{\partial A}{\partial z} = i \frac{\lambda_0^2}{4\pi c} D \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\alpha_L}{2} A + i \frac{\omega_0 n_2}{c A_{eff}} |A|^2 A} \quad (2.8)$$

Die einzelnen Terme auf der rechten Seite von Glg. 2.8 beschreiben (von links nach rechts) die Einflüsse der GVD, der Absorption und der optischen Kerrnichtlinearität. Im Gegensatz zum realen Dämpfungsterm lassen die imaginären Terme der GVD und der Nichtlinearität die Energie unverändert.

Bei alleiniger Berücksichtigung des GVD-Terms (auf der rechten Seite von Glg. 2.8) zeigt sich durch eine Fouriertransformation in den Frequenzraum, daß sich dort nur die Phase ändert, während das Leistungsspektrum unverändert bleibt. Im Zeitraum führt die GVD zur Verbreiterung eines ungechirpten Impulses. Gleichzeitig bekommt der Impuls bei anomaler GVD (positivem D) eine konkave parabolische Phasenmodulation (linearer down-Chirp). Bei normaler GVD ist die Phasenkrümmung entsprechend konvex (linearer up-Chirp). Die Effekte sind um so größer, je kürzer der Impuls zu Anfang ist, da der GVD-Term die zweite zeitliche Ableitung von A enthält. Es läßt sich eine Dispersionslänge L_D als die Länge definieren, nach der ein Gaußimpuls sich um den Faktor $\sqrt{2}$ verbreitert

$$L_D = \frac{2\pi c T_0^2}{\lambda_0^2 D} \quad (2.9)$$

wenn T_0 die halbe Breite beim Intensitätsabfall des Gaußimpulses auf $1/e$ darstellt. Beim sech-Impuls ist T_0 über den Ausdruck $\text{sech}(T/T_0)$ definiert, so daß $T_{FWHM} = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) T_0$.

Die alleinige Berücksichtigung des nichtlinearen Terms führt zu der sogenannten Selbstphasenmodulation (SPM). Die Phase wird gemäß dem Leistungsverlauf moduliert. Im Impulszentrum entsteht also näherungsweise ein linearer up-Chirp. Das führt im Leistungsspektrum zur Erzeugung neuer Frequenzanteile, während der zeitliche Leistungsverlauf unverändert bleibt. Es läßt sich eine nichtlineare Länge L_{NL} als die Länge definieren, nach der in der Impulsspitze (Leistung P_0) durch die SPM die Phase um π geändert wurde:

$$L_{NL} = \frac{cA_{eff}}{\omega_0 n_2} \frac{1}{P_0} \quad (2.10)$$

Das Zusammenwirken GVD und SPM führt bei normaler GVD ($D > 0$) zu einer schnelleren Verbreiterung des Impulses, da in diesem Fall GVD und SPM eine gleichartig gekrümmte Phasenmodulation des Impulses hervorrufen.

Bei anomaler GVD und SPM zeigen sich neue Effekte: Bei Gleichlicht hoher Intensität tritt in der Faser die sogenannte Modulationsinstabilität auf, d.h. dem Gleichlicht wird eine Modulation aufgeprägt, und es werden spektrale Seitenbänder generiert. Ursache ist der $\chi^{(3)}$ -Effekt der Vierwellenmischung, der durch GVD und SPM phasenangepaßt ablaufen kann [2]. Ein weiterer bedeutender Effekt ist das Auftreten von Solitonen: Da sich die Phasenmodulationen von anomaler GVD und SPM bei geeigneter Leistung und Impulsbreite kompensieren, können in der Lichtleitfaser bestimmte Impulse, sog. Solitonen 1. Ordnung, ohne Änderung ihres Amplituden- und Phasenverlaufs propagieren. Voraussetzung dafür ist die Dämpfungsfreiheit des Mediums. Typischerweise wird Glg. 2.8 zur Berechnung der Solitonenlösung folgendermaßen umgeschrieben [2]: Durch Vernachlässigung der Dämpfung und eine Normierung der Amplitude auf die Wurzel aus der Impulsspitzenleistung ($B = A/\sqrt{P_0}$), der Zeit auf die Impulsbreite ($\tau = T/T_0$) sowie der Länge auf die Dispersionslänge ($\xi = z/L_D$), erhält man die nichtlineare Schrödingergleichung (NLSE).

$$\frac{\partial B}{\partial \xi} - \frac{i}{2} \frac{\partial^2 B}{\partial \tau^2} - iN^2 |B|^2 B = 0 \quad (2.11)$$

Hierbei ist $N^2 = L_D/L_{NL}$. Wie sich zeigt [2, 1], besitzt diese Gleichung Lösungen, die als Solitonen der Ordnung N bezeichnet werden und folgende Eigenschaften aufweisen:

- Das Soliton erster Ordnung hat die Form $B(\tau, \xi) = \text{sech}(\tau)e^{i\xi/2}$ und behält diese bei der Impulsausbreitung bis auf den Phasenfaktor bei. Wegen $L_{NL} = L_D$ gilt folgende Beziehung zwischen Impulsleistung P_1 und Impulsbreite (FWHM) Δt_1 in nicht normierten Größen:

$$P_1 = 3,11 \frac{\lambda^3}{4\pi^2 c} \frac{A_{eff}}{n_2} \frac{D}{\Delta t_1^2} \quad (2.12)$$

Es kann also eine ganze Schar von Impulsen, die dieser Beziehung genügen, als Soliton erster Ordnung bezeichnet werden.

- Solitonen höherer Ordnung ($N=2,3,\dots$) ändern periodisch ihre Impulsform, wobei die Periode als Solitonperiode bezeichnet wird: $\xi_0 = \pi/2$ bzw. $Z_0 = L_D \pi/2$.
- Bei einer nicht zu großen Abweichung eines Impulses von einem Soliton der Ordnung N entwickelt er sich wieder zu einem Soliton der Ordnung N . Dabei verliert er jedoch durch Abstrahlung dispersiver Wellen an Energie, wobei sich auch die Impulsbreite ändert. Solitonen sind daher nicht im eigentlichen Sinn stabile Impulse.
- Der Phasenverlauf eines Solitons erster Ordnung ist konstant, während er sich bei Solitonen höherer Ordnung periodisch verändert. Die absolute Phase des Solitons erster Ordnung ändert sich bei einer Ausbreitung über eine Solitonlänge um $\pi/4$. Nach Doran et al. [24] kann bei anderen (auch nicht-ganzzahligen) Werten für N die Änderung der absoluten Phase Φ durch folgende Gleichung genähert werden:

$$\Phi(Z) = \left(N - \frac{1}{2}\right)^2 \frac{Z}{Z_0} \pi \quad (2.13)$$

Abschließend sollen weitere für die Impulsformung in Fasern relevante Effekte erwähnt werden:

Polarisationseffekte:

Bisher wurde von linear polarisiertem Licht in der Faser ausgegangen. Zur Beschreibung allgemeiner Polarisationszustände und ihrer Entwicklung sind die Bewegungsgleichungen vektoriell aufzuschreiben [28]. Die Faserdoppelbrechung wird dann durch ein tensorielles $\chi^{(1)}$ beschrieben. Die Tensoreigenschaften von $\chi^{(3)}$ werden schon bei einer isotropen Faser wirksam [11, 2]. x - und y -Komponenten der Felder werden durch verschiedene $\chi^{(3)}$ -Komponenten verknüpft. Daher resultiert auch bei minimaler Doppelbrechung der Faser eine intensitätsabhängige Drehung der Polarisationsellipse von elliptisch polarisiertem Licht (nichtlineare Polarisationsdrehung). Die Drehung ist um so stärker, je stärker zirkular das Licht polarisiert ist, und verschwindet bei linearer Polarisation [99, 15].

Abweichung von der Monochromasie:

Die nichtlineare Brechzahländerung für Testlicht durch Pumplicht einer anderen Frequenz bezeichnet man als Kreuzphasenmodulation (XPM). Dieser Effekt ist um den Faktor 2 stärker als die Selbstphasenmodulation, da wegen der Unterscheidbarkeit von Pump- und Probe-Licht doppelt so viele Terme $\chi^{(3)}EEE$ zum nichtlinearen Polarisationsvektor beitragen [11]. Relevant wird die XPM auch bei nichtkohärenten Impulsen, wie z. B. den bei faseroptischen APM-Lasern beobachteten Rechteckimpulsen (s. Kap. 3.3.1).

3 Ultrakurzimpuls-Faserlaser

In diesem Kapitel werden zunächst verschiedene Konzepte für die Realisierung faseroptischer sättigbarer Absorber und ihre Verwendung in entsprechenden Laserstrukturen auf dem Hintergrund der Literatur diskutiert. Anschließend wird detailliert auf die nichtlineare Spiegelschleife eingegangen, da diese bei dem in dieser Arbeit behandelten „figure-eight-laser“ als sättigbarer Absorber dient. Dabei werden die Stabilisierungskonzepte vorgestellt, wie sie im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurden. Schließlich werden den Ultrakurzimpulslasern gemeinsame Eigenschaften nach dem gegenwärtigen Literaturstand beschrieben.

3.1 Faseroptische Konzepte sättigbarer Absorber für Ultrakurzimpulslaser

Unter Ausnutzung der Selbst- bzw. der Kreuzphasenmodulation ist es möglich, sehr schnelle optische Schalter zu realisieren. Dazu wird ein interferometrischer Aufbau benötigt, durch den eine nichtlineare Phasenänderung in eine Amplitudenänderung umgewandelt wird. Durch eine asymmetrische Aufteilung der Leistung in die Interferometerarme, in denen sich das nichtlineare Medium befindet, erreicht man dabei, daß die interferierenden Wellen eine unterschiedliche nichtlineare Phasenverschiebung erleiden. Damit wird die Interferenz intensitätsabhängig. Solche nichtlinearen Interferometer finden Anwendung als sättigbare Absorber [26], optische Intensitätsbegrenzer [23], zeitliche Demultiplexer [9] sowie zur Messung des nichtlinearen Brechkoeffizienten [100] und bei der Erzeugung von „squeezed light“ [81].

Durch eine geeignete Konfigurierung kann erreicht werden, daß die Transmission durch das Interferometer mit zunehmender Intensität steigt, so daß ein schneller sättigbarer Absorber vorliegt, der sich zur passiven Modensynchronisation von Piko- und Femtosekunden-Impulsen eignet. Das Verfahren wird im englischen Sprachraum auch als „additive pulse modelocking“ (APM) [48] oder „coupled cavity modelocking“ [6] bezeichnet. Bei der Verwendung von Fabry-Perot- oder Michelson-Interferometern ist es notwendig, die Interferometerarme längenmäßig zu stabilisieren [63]. Werden hingegen Sagnac-Interferometer oder ähnliche Strukturen verwendet, so ist das Interferometer automatisch abgeglichen, und es kann auf eine solche Stabilisierung verzichtet werden.

Sättigbare interferometrische Absorber sind auch faseroptisch realisierbar. Der Vorteil liegt in der Einfachheit, der Kompaktheit und den geringeren Kosten des faseroptischen Aufbaus, sowie in der Kompatibilität zu anderen faseroptischen Strukturen. Ferner kann bei anomaler Dispersion die solitonartige Impulsformung vorteilhaft ausgenutzt werden. Für APM-Laser, bei denen solche solitonartigen Impulsformungen auftreten, hat sich auch die Bezeichnung „Solitonenlaser“ eingebürgert. Die drei wichtigsten Möglichkeiten der Realisierung faseroptischer nichtlinearer Interferometer mit sagnac-ähnlicher Struktur (s. Abb. 3.1) sollen hier kurz

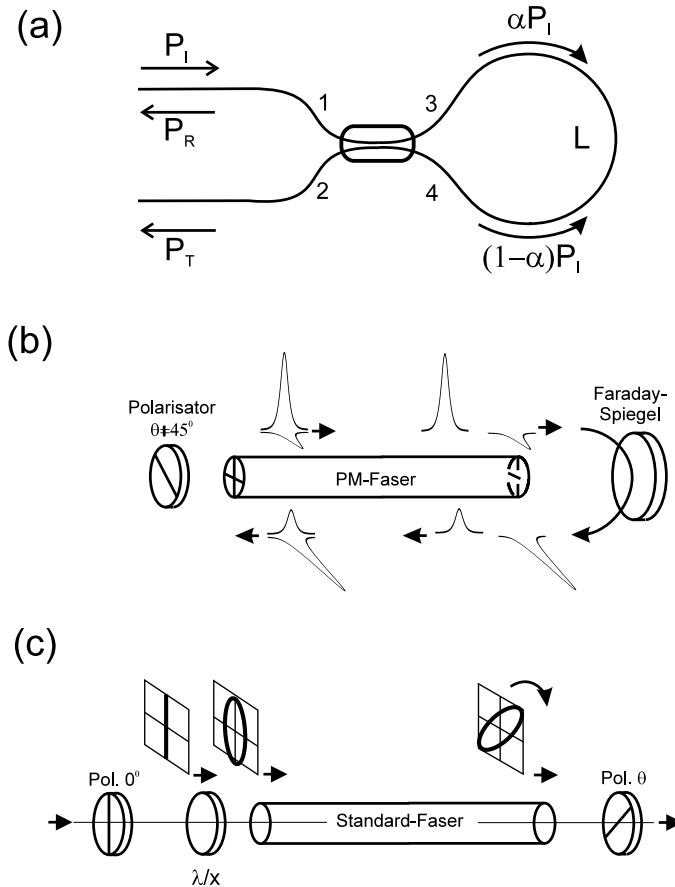


Abb. 3.1: Faseroptische Realisierungen interferometrischer sättigbarer Absorber: (a) nichtlineare Spiegelschleife, (b) Polarisationsmoden-Sagnac-Interferometer, (c) Polarisationsdrehungs-Schalter.

beschrieben und ihre Anwendung in faseroptischen APM-Lasern diskutiert werden.

Nichtlineare Spiegelschleife:

Sie wird im englischen Sprachraum auch als NOLM (nonlinear optical loop mirror) bezeichnet. Wie in Abb. 3.1(a) schematisch dargestellt ist, besteht sie aus einem Schmelzfaserkoppler mit asymmetrischem Koppelverhältnis α , dessen beide Ausgänge über eine Lichtleitfaser verbunden sind, die als nichtlineares Element wirkt. Es interferieren hier die gegenläufigen Impulse unterschiedlicher Amplitude. Bei geringen Intensitäten des eingekoppelten Impulses wirkt die Struktur wie ein Spiegel mit dem Reflexionsgrad $R = 4\alpha(1 - \alpha)$ [64], bei höheren Intensitäten wird sie zunehmend transmittierend [25]. Die Asymmetrie kann alternativ durch ein absorbierendes Element oder einen Faserverstärker erreicht werden, wenn diese asymmetrisch in der Spiegelschleife platziert werden. Bei einem Koppelverhältnis von $\alpha = 0,5$ ist dann die Interferenz vollständig. Wird ein Faserverstärker verwendet, spricht man von einer nichtlinearen verstärkenden Spiegelschleife (NALM=„nonlinear amplifying loop mirror“) [30].

Laser, die die nichtlineare Spiegelschleife als sättigbaren Absorber einsetzen, werden als „figure-eight-laser“ (F8L) bezeichnet. Diese Resonatorstruktur hat ihren Namen von der Topologie ihres Aufbaus (s. Abb. 6.1). Ein- und Ausgang der nichtlinearen Spiegelschleife sind in

einen Ringresonator eingebunden, wobei die Umlaufrichtung durch einen Isolator festgelegt wird. Das von der nichtlinearen Spiegelschleife reflektierte Licht trifft den Isolator in Sperrrichtung und wird dort nahezu vollständig absorbiert. Der NOLM arbeitet hier als sättigbarer Absorber in Transmission. Der F8L kann sowohl mit schwach doppelbrechenden Fasern als auch mit polarisationserhaltenden Fasern aufgebaut werden.

Der F8L wurde bereits vielfach in der Literatur untersucht. Die erste Veröffentlichung zum F8L stammt von Duling [26]. Der F8L ist in der Regel bei relativ niedriger Schwelle selbststartend [66], d.h. der Laser beginnt mit der Erzeugung von Impulsen spontan, allein durch Erhöhung der Pumprate. Mit dem F8L konnten transformationsbegrenzte Impulse bis hinunter zu 98 fs erzeugt werden [68], wobei ein zweiter Verstärker zur Impulskompression in der Rückkopplerschleife eingesetzt wurde. Mit externer Kompression und Ramanverschiebung in einer erbiumdotierten Verstärkerfaser konnten Impulse von 30 fs erzeugt werden [79]. Andere Optimierungen des F8L-Resonators führen zu hohen Impulsenergien: Mit einem schwach asymmetrischen NOLM wurden von Wu et al. [101] 280 pJ pro Impuls erreicht. Mit einem symmetrischen Koppler und einer Asymmetrie durch zwei Fasern unterschiedlicher Dispersion im NOLM konnten von Lim et al. [58] 1,2 nJ realisiert werden. Auch eine polarisationserhaltene Konfiguration des F8L wurde demonstriert [93], wobei jedoch sehr große Faserlängen verwendet werden mußten, um einen Selbststart zu erzielen. Die minimale fundamentale Repetitionsrate, die beim F8L erreicht wurde, liegt bei 28,5 MHz [17], was einer Resonatorlänge von 7,2 m entspricht.

Polarisationsmoden-Sagnac-Interferometer:

Abb. 3.1(b) zeigt den schematischen Aufbau. Es besteht aus einem Polarisator, einer hochdoppelbrechenden Faser und einem Faraday-Spiegel². Der Polarisator steht unter einem Winkel von $0 < \theta < \pi/4$ zu den Hauptachsen der Faser, weshalb die Leistung asymmetrisch auf die Polarisationsmoden verteilt ist. Die Impulsanteile trennen sich aufgrund des Brechzahlunterschiedes der Moden und erfahren jeweils eine separate nichtlineare Phasenverschiebung. Der Faraday-Spiegel vertauscht die Moden, so daß die Impulsanteile auf ihrem Rückweg wieder zusammenlaufen und am Ort des Polarisators mit einer durch die Kerr-Nichtlinearität bestimmten Phasendifferenz interferieren.

Das in Reflexion als sättigbarer Absorber arbeitende Polarisationsmoden-Sagnac-Interferometer kann durch einen weiteren Spiegel zu einem Resonator erweitert werden. Da durch den Faraday-Rotator-Spiegel die Polarisationsmoden vertauscht werden, kann der Resonator im Idealfall effektiv wie ein Ringresonator wirken. In der Realität treten jedoch stets geringe Reflexe (z. B. an Spleißstellen) auf, die dann zusammen mit einem der Endspiegel einen Nebenresonator bilden, in dem sich stehende Wellen ausbilden können. Im Gegensatz zum echten

²bestehend aus einem 45°-Faraday-Rotator und einem Spiegel

Ringresonator können schon einfache Reflexe die Modensynchronisation stören und daher zu einem schlechteren Selbststartverhalten führen [43, 45].

Typischerweise werden Laser mit dem Polarisationsmoden-Sagnac-Interferometer so aufgebaut, daß die Verstärkerfaser im Interferometer integriert ist, so daß die Polarisationsänderungen in dieser Faser durch den Faradayspiegel kompensiert werden können [32, 31]. Der Laser ist also polarisationserhaltend aufgebaut. Mit kurzen Resonatoren konnten Impulsbreiten von 125 fs und Impulsenergien von 100 pJ bei Wiederholraten von 40 MHz erzielt werden [32]. Bei diesen kurzen Resonatoren konnte jedoch ein zuverlässiger Start nur durch Bewegen eines Spiegels bzw. durch einen zusätzlichen sättigbaren Absorber in Form eines Halbleiter-Spiegels erreicht werden.

Polarisationsdrehungs-Schalter:

Er ist in Abb. 3.1(c) schematisch dargestellt. Hier wird der nichtlineare Effekt der Drehung der Polarisationsellipse in nicht-doppelbrechenden Fasern ausgenutzt. Elliptisch polarisiertes Licht tritt durch die Faser, wird intensitätsabhängig gedreht und trifft auf einen Polarisator, der so orientiert ist, daß mit zunehmender Intensität die Transmission steigt. Diese Konfiguration kann auch als nichtlineares Interferometer aufgefaßt werden: Es interferieren am Ort des Polarisators die beiden zirkularen Anteile des Lichtes, die aufgrund der elliptischen Polarisation unterschiedlich besetzt sind und daher unterschiedliche Phasenverschiebungen erleiden.

Dieser Schaltmechanismus kann sehr einfach in einen Ringlaser integriert werden. Ein solcher Polarisations-Drehungs-Laser wurde zuerst von Matsas et al. [61, 60] realisiert. Das polarisierende Element kann mit einem polarisationsabhängigen Isolator realisiert werden. Vor und hinter dem polarisierenden Element sind Polarisationssteller zur Einstellung des Phasenoffsets bzw. der elliptischen Polarisation notwendig. Die Faser-Komponenten zwischen den Polarisationsstellern (Verstärkerfaser, Ausgangskoppler, weitere Fasern) werden als nichtlineares Element zur Polarisationsdrehung ausgenutzt und müssen daher möglichst wenig doppelbrechend sein, da andernfalls die Impulsanteile auseinanderlaufen, was den nichtlinearen Schalteffekt zerstört oder zumindest reduziert.

Durch den einfachen, kurzen Aufbau können hohe Repetitionsraten von bis zu 56 MHz realisiert werden [67]. Es wurden extrem kurze Impulse von minimal 77 fs erzeugt [90]. Durch geeignete Einstellung der Gesamtdispersion des Resonators im schwach normalen Dispersionsbereich konnten relativ hohe Impulsenergien von mehr als 0,5 nJ bei gleichzeitiger Erhaltung des Selbststartverhaltens erreicht werden [88].

3.2 Die nichtlineare Spiegelschleife

In der vorliegenden Arbeit wurden Untersuchungen an verschiedenen Konfigurationen des F8L vorgenommen, da diese Struktur die Eigenschaft eines leichten Selbststarts und die Möglich-

keit zur polarisationserhaltenden Gestaltung vereint. Im folgenden soll daher detaillierter auf die Funktionsweise der im F8L eingesetzten nichtlinearen Spiegelschleife eingegangen werden. Zunächst wird ihre Wirkung auf ideale Rechteckimpulse ohne Dispersion diskutiert. Reale Impulse bzw. Impulsformungsmechanismen werden dann am Ende des Abschnitts untersucht.

3.2.1 Funktionsprinzip

Die Funktionsweise der nichtlinearen Spiegelschleife läßt sich anschaulich anhand von idealen quasimonochromatischen Rechteckimpulsen beschreiben: Ihre Impulsbreite soll so groß sein, daß keine dispersive Verbreiterung stattfindet (Flankeneffekte seien vernachlässigt). Der Leistungsverlauf der Rechteckimpulse bleibt also erhalten. Andererseits soll die Impulsbreite sehr viel kürzer als die Laufzeit in der nichtlinearen Faser der Länge L sein, so daß die nichtlineare Wechselwirkung der gegenläufigen Impulse bei der Impulskollision gegenüber der Wirkung der SPM zu vernachlässigen ist.

Die Impulsleistung³ P_I vor der nichtlinearen Spiegelschleife wird durch den Koppler asymmetrisch aufgeteilt, so daß die gegenläufigen Impulse die Leistungen αP_I und $(1 - \alpha)P_I$ aufweisen (vgl. Abb. 3.1(a)). Daher erfahren sie durch Selbstphasenmodulation (SPM) eine nichtlineare Phasendifferenz von (vgl. Kap. 2.2):

$$\Delta\Phi_{nl} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_2 \frac{P_I}{A_{eff}} \cdot L \cdot (1 - 2\alpha). \quad (3.1)$$

In den Kopplerarmen 1 und 2 (s. Abb. 3.1(a)) werden die gegenläufigen Impulse interferometrisch überlagert, wobei in Transmission (Kopplerarm 2) aufgrund des zweimaligen Überkopplens des entgegen dem Uhrzeigersinn umlaufenden Impulses für diesen eine zusätzliche Phase von π zu berücksichtigen ist. Bei einer nichtlinearen Phasendifferenz von Null interferieren daher in Transmission die Impulse destruktiv und in Reflexion konstruktiv. Es ergibt sich deshalb eine Transmission von [25]:

$$T = \frac{P_T}{P_I} = 1 - 2\alpha(1 - \alpha) [1 + \cos \Delta\Phi_{nl}] \quad (3.2)$$

P_T ist die transmittierte Leistung. Die Transmissionscharakteristik $T(\Delta\Phi_{nl})$ ist also periodisch in $\Delta\Phi_{nl}$ und damit im Fall von Rechteckimpulsen auch in P_I . Bei einem nicht abgeglichenen Interferometer⁴ weisen die gegenläufigen Impulse schon im linearen Bereich einen Phasenunterschied auf. Dadurch verschiebt sich die sinusförmige Transmissionscharakteristik. Man bezeichnet diesen linearen Phasenunterschied als *Phasenoffset* $\Delta\Phi_0$ und ersetzt $\Delta\Phi_{nl}$ in Glg. 3.2 durch $\Delta\Phi_{nl} + \Delta\Phi_0$. In Abb. 3.2 ist die Transmissionscharakteristik bei einem Phasenoffset von 70° für verschiedene Koppelverhältnisse dargestellt.

³nach Kap. 2.2 konstant über der effektiven Modenfläche A_{eff}

⁴z. B. durch Doppelbrechung der Faser verursacht

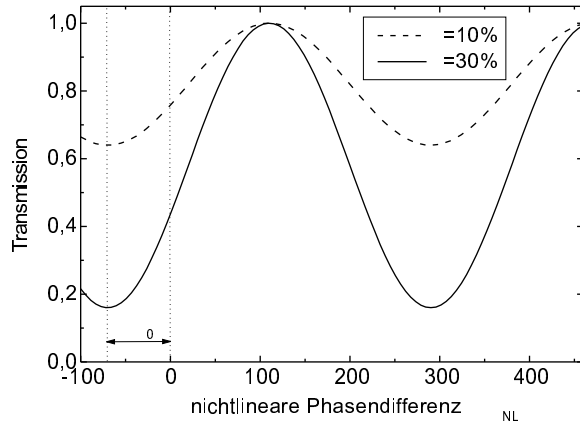


Abb. 3.2: Transmissionscharakteristik der nichtlinearen Spiegelschleife für verschiedene Werte des Koppelverhältnisses α bei einem Phasenoffset von $\Delta\Phi_0 = 70^\circ$.

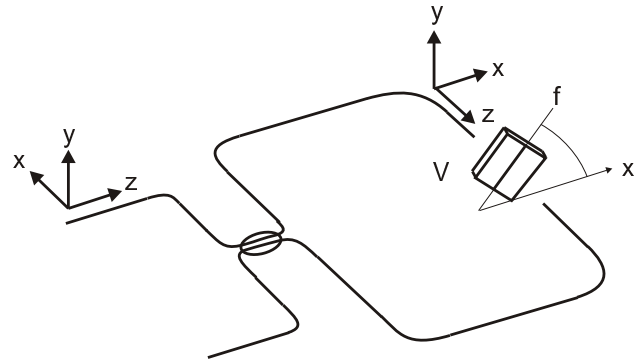


Abb. 3.3: Spiegelschleife mit linearer Doppelbrechung, repräsentiert durch eine Verzögerungsplatte V_φ unter einem Winkel θ , die eine Verzögerung der langsamen gegenüber der schnellen Hauptachse f von φ bewirkt.

3.2.2 Doppelbrechung im Interferometer

Jede Lichtleitfaser weist eine mehr oder weniger starke Doppelbrechung auf. Licht, das nicht ausschließlich in eine der beiden Hauptachsen eingekoppelt wird, erfährt eine periodische Änderung der Polarisierung mit der Periodenlänge der Beatlänge $L_B = \lambda/\Delta n$, wobei Δn den Brechzahlunterschied der beiden Hauptachsen bezeichnet. In Standardfasern, welche eine sehr schwache Doppelbrechung, d.h. eine große Beatlänge (etwa 20 m) besitzen, werden die Hauptachsen schon durch leichte Störungen, wie Biegungen oder mechanische Spannungen der Faser, miteinander gekoppelt. Diese Störungen sind über die Faserlänge zufällig verteilt. Durch Temperaturänderungen oder Änderung der Lage von Faserschlaufen ändert sich die Polarisationsentwicklung in der Faser. Die Gesamtdoppelbrechung der nichtlinearen Faser in der Spiegelschleife ist daher schwer vorhersagbar und bedarf im praktischen Einsatz einer Kompensation oder Manipulation mittels Polarisationsstellern. Hier soll der Einfluß der Doppelbrechung auf die Transmission der nichtlinearen Spiegelschleife diskutiert werden. In der Literatur wurde das Polarisationsverhalten der linearen Spiegelschleife bereits von Mortimore diskutiert [64], das der nichtlinearen Spiegelschleife von Finlayson et al. [33]. Über diese Literaturstellen hinausgehend wird hier eine explizite Formel für die Transmission der nichtlinearen Spiegelschleife berechnet und die Abhängigkeit der Transmissionscharakteristik von der Eingangspolarisation diskutiert.

Die nichtlineare Faser kann eine beliebige Doppelbrechung haben. Hier soll jedoch aus Gründen der Übersichtlichkeit der Fall einer rein linearen Doppelbrechung betrachtet werden, die durch eine Verzögerungsplatte unter einem Winkel θ zur x-Achse repräsentiert werden kann (s. Abb. 3.3), welche eine Phasenverzögerung von φ zwischen den beiden Hauptachsen bewirkt. Eine im Uhrzeigersinn durch die Spiegelschleife laufende Welle „sieht“ eine Verzögerungsplatte

mit der Verzögerung φ unter einem Winkel θ zur x-Achse, die entgegen dem Uhrzeigersinn umlaufende Welle „sieht“ dieselbe Verzögerungsplatte jedoch unter dem Winkel $-\theta$. Die nichtlineare Phasendifferenz $\Delta\Phi_{nl}$ wird der entgegen dem Uhrzeigersinn umlaufenden Welle als Phase zugeordnet. Im Jones-Formalismus ergibt die Überlagerung dieser Wellen im Transmissionsarm des Interferometers, wie im Anhang A detailliert ausgeführt wird, den elektrischen Feldvektor:

$$\vec{E}_t = \begin{pmatrix} (1 + A \sin^2 \theta) [\alpha - (1 - \alpha)e^{i\Delta\Phi_{nl}}] & \frac{A}{2} \sin 2\theta [\alpha + (1 - \alpha)e^{i\Delta\Phi_{nl}}] \\ \frac{A}{2} \sin 2\theta [\alpha + (1 - \alpha)e^{i\Delta\Phi_{nl}}] & (1 + A \cos^2 \theta) [\alpha - (1 - \alpha)e^{i\Delta\Phi_{nl}}] \end{pmatrix} \cdot \vec{E}_{in} \quad (3.3)$$

Hierbei ist $A = \exp(i\varphi) - 1$ und \vec{E}_{in} der Feldvektor am Eingang des Interferometers. Es läßt sich aus dieser Gleichung die Transmission in Abhängigkeit von der Eingangspolarisation (bestimmt durch die Stokesparameter s_0 , s_2 und s_3) und der linearen Doppelbrechung, gegeben durch φ und θ , explizit berechnen:

$$\begin{aligned} T &= 1 - 2\alpha(1 - \alpha) - 2\alpha(1 - \alpha) \frac{a}{\cos \Delta\Phi_0} \cdot \cos(\Delta\Phi_{nl} + \Delta\Phi_0) \quad (3.4) \\ \text{mit : } \Delta\Phi_0 &= \arctan \frac{-b}{a} \\ a &= 1 - 2 \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\varphi}{2} \\ b &= 2 \sin 2\theta \sin \varphi \cdot \frac{s_2}{2s_0} + 2 \sin 4\theta \sin^2 \frac{\varphi}{2} \cdot \frac{s_3}{2s_0} \end{aligned}$$

Die Transmission wird also durch die Doppelbrechung verändert und hängt in relativ komplizierter Weise von der Eingangspolarisation ab. Somit hat die nichtlineare Spiegelschleife eine polarisierende Wirkung. Dies ist in Abb. 3.4 für die Fälle $\Delta\Phi_{nl} = 0$ und $\Delta\Phi_{nl} = \pi/2$ illustriert, wobei jeweils $\theta = -\pi/4$ und $\varphi = \pi/2$ gilt. Es ist die Polarisationsabhängigkeit der Transmission in Kugelkoordinaten dargestellt, wobei die Transmission radial aufgetragen ist, und die Polarisation entsprechend der Poincarékugel durch die Richtung des Stokesvektors \mathbf{s} gegeben ist. Auf den orthogonalen Achsen sind dann die drei Stokesparameter s_1 , s_2 und s_3 aufgetragen. Wie man in Abb. 3.4 erkennt, wird die im linearen Fall vorhandene Polarisationsunabhängigkeit der Transmission im nichtlinearen Fall aufgehoben und es gibt eine Polarisation minimaler und eine dazu orthogonale Polarisation maximaler Transmission ($\mathbf{s}=(0,-1,0)$ und $\mathbf{s}=(0,1,0)$). Durch diese beiden Punkte verläuft die Symmetrieachse des rotationssymmetrischen Körpers.

Wie man weiterhin an Glg. 3.4 sieht, behält $T(\Delta\Phi_{nl})$ generell die Form einer sinusförmigen Modulation um den Mittelwert $1 - 2\alpha(1 - \alpha)$, jedoch tritt nun im allgemeinen ein von Null verschiedener Phasenoffset $\Delta\Phi_0$ auf. Amplitude und Phasenoffset der Schaltcharakteristik sind abhängig von der Eingangspolarisation und der Doppelbrechung. Die Amplitude beträgt maximal $2\alpha(1 - \alpha)$ und kann für bestimmte Parameter gleich Null sein. Des weiteren sind folgende Zusammenhänge aus Glg. 3.4 abzulesen:

- Wenn $\Delta\Phi_{nl} = 0$ und $\Delta\Phi_{nl} = \pi$ gilt, hängt die Transmission nicht von der Eingangspolarisation ab, da sich die Terme $\cos(\Delta\Phi_0)$ in Glg. 3.4 dann herauskürzen.

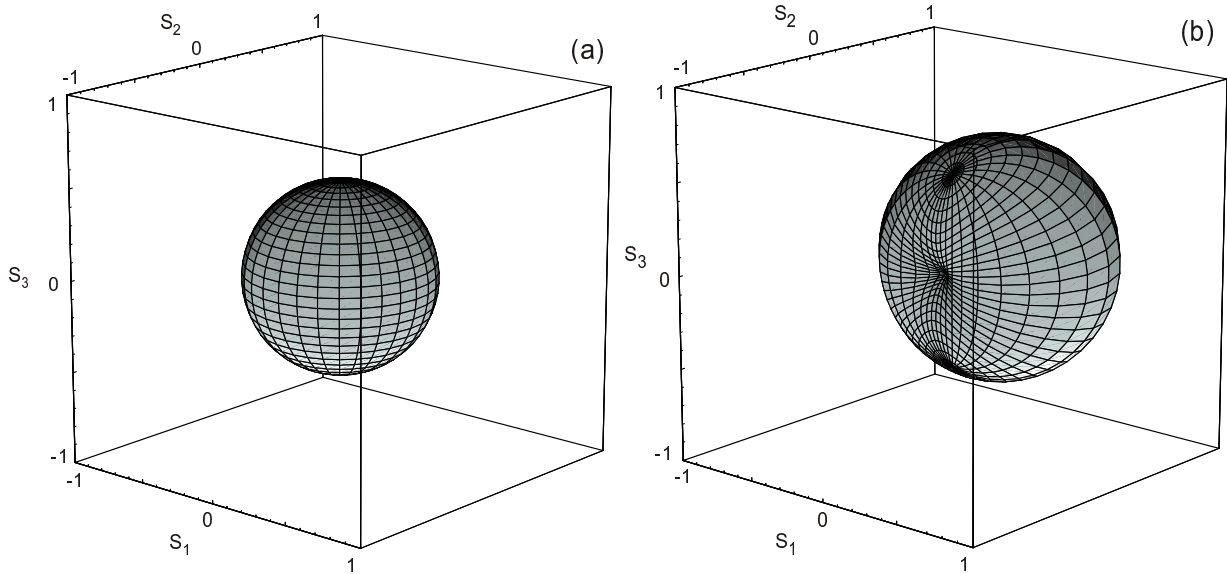


Abb. 3.4: Polarisationsabhängigkeit der Transmission der nichtlinearen Spiegelschleife. Die Transmission ist radial in Abhängigkeit von den drei Stokesparametern aufgetragen. In (a) ist $\Delta\Phi_{nl} = 0$, in (b) $\Delta\Phi_{nl} = \pi/2$. Die weiteren Parameter betragen für beide Fälle: $\alpha = 0.5$, $\theta = -\pi/4$ und $\varphi = \pi/2$.

- Im nichtlinearen Fall kann Unabhängigkeit von der Eingangspolarisation ($b=0$) nur dann erreicht werden, wenn $a=1$ oder $a=-1$, d.h. wenn der Phasenoffset $\Delta\phi_0 = \arctan(-b/a)$ 0 oder π beträgt.
- Phasenoffset und Amplitude der Modulation sind voneinander abhängig. Insbesondere bedeutet ein Phasenoffset von $\pi/2$ eine Amplitude von Null.

Bei linearer Doppelbrechung in der nichtlinearen Spiegelschleife ist mit einem Phasenoffset in der Regel eine verringerte Transmission verbunden. Bei elliptischer Doppelbrechung ist es hingegen möglich, auch ohne Transmissionsverluste einen Phasenoffset zu generieren. Dies wird an einem Beispiel im nächsten Kapitel demonstriert.

Folgende Konsequenzen ergeben sich aus diesen Überlegungen für den F8L: Der Laser arbeitet im Pulsregime im Punkt maximaler Transmission der Transmissionskennlinie des NOLM. Der Phasenoffset bestimmt die notwendige nichtlineare Phasenverschiebung, die dazu notwendig ist, und damit die Impulsleistung. Die Doppelbrechung ihrerseits legt den Phasenoffset fest und bestimmt so den Laserbetriebspunkt. In der Praxis ist es notwendig, diesen mit Hilfe von Polarisationsstellern geeignet zu wählen.

3.2.3 Polarisationsstabiler NOLM mit Phasenoffset

Aufgrund der fluktuierenden Doppelbrechung in Standard-Fasern und ihrer Anfälligkeit gegenüber äußeren Störungen ist zur Stabilisierung der nichtlinearen Spiegelschleife eine polarisationserhaltende Gestaltung wünschenswert. Dies kann mit einer hochdoppelbrechenden Faser erreicht werden, wenn man das Licht in eine der Hauptachsen dieser Faser einkoppelt. Bei Verwendung einer einzelnen derartigen Faser in der nichtlinearen Spiegelschleife (wie in [93])

verliert man allerdings die Möglichkeit, den Phasenoffset des Interferometers gezielt einstellen zu können. Im folgenden werden daher in dieser Arbeit zwei Möglichkeiten vorgeschlagen, wie man in polarisationserhaltenden nichtlinearen Spiegelschleifen einen Phasenoffset realisieren kann: zum einen durch ein nichtreziprokes polarisationsoptisches Element, zum anderen durch die Verwendung zweier polarisationserhaltender Fasern, die unter einem Winkel von 90° verspleißt sind.

Nichtreziprokes polarisationsoptisches Element:

Mit Hilfe eines optischen Elementes in der nichtlinearen Spiegelschleife, das in Abhängigkeit von der Ausbreitungsrichtung (vorwärts oder rückwärts) eine unterschiedliche Phasenverzögerung erzeugt, kann ein Phasenoffset erzeugt werden. Dieses Element soll des weiteren die Polarisation unverändert lassen, so daß es zwischen polarisationserhaltenden Fasern eingesetzt werden kann. Eine mögliche Realisierung besteht in der Anordnung eines Faradayrotators zwischen zwei gekreuzten $\lambda/4$ -Platten unter $\pm 45^\circ$ zu einer der Hauptachsen der Faser (siehe Abb. 3.5). Hinwärts wird durch die $\lambda/4$ -Platte Nr.1 unter 45° linear polarisiertes Licht in zir-

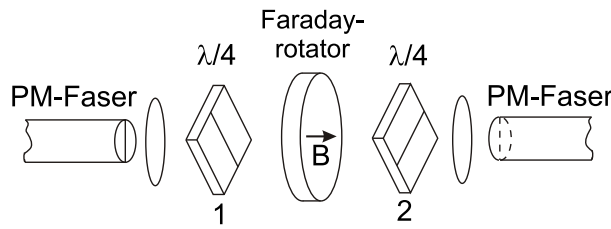


Abb. 3.5: Nichtreziprokes optisches Element zur Erzeugung eines Phasenoffsets in der polarisationserhaltenden nichtlinearen Spiegelschleife.

kular polarisiertes Licht umgewandelt, das im Faradayrotator parallel zum Magnetfeld \vec{B} läuft und durch dessen zirkulare Doppelbrechung eine Phasenverschiebung ψ erfährt. Mit der $\lambda/4$ -Platte Nr.2 unter -45° wird wieder die ursprüngliche lineare Polarisation hergestellt. Das in Gegenrichtung laufende Licht sieht zunächst die $\lambda/4$ -Platte Nr.2 unter dem Winkel 45° , so daß wiederum Licht der gleichen Zirkularität entsteht. Dieses läuft allerdings nun entgegengesetzt zum Magnetfeld durch den Faradayrotator und erfährt daher eine Phasenverschiebung von $-\psi$. Die dann durchlaufene $\lambda/4$ -Platte Nr. 1 stellt wiederum die ursprüngliche Polarisation her. Insgesamt erfahren entgegengesetzt durch diese Anordnung laufende Wellen zueinander eine Phasendifferenz von 2ψ . Durch Änderung der Magnetfeldrichtung oder Vertauschung der beiden $\lambda/4$ -Platten kehrt sich das Vorzeichen der Phasendifferenz um. ψ ist gleich dem Drehwinkel des Faradayrotators. Dieses Phasenoffsetelement kann mit miniaturisierten Komponenten realisiert und mit faseroptischen Einkopplungen versehen werden. In dieser Form verringert es die Kompaktheit der faseroptischen Spiegelschleife nicht wesentlich.

Gekreuzte polarisationserhaltende Fasern:

Eine andere Möglichkeit zur gezielten Einstellung des Phasenoffsets in der polarisationserhal-

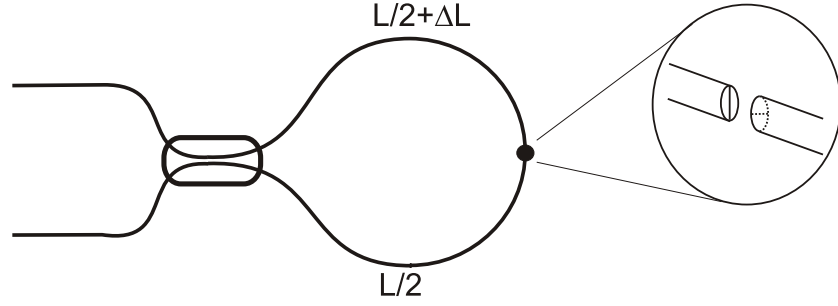


Abb. 3.6: Polarisationserhaltende Spiegelschleife mit Phasenoffseteinstellung durch einen asymmetrisch platzierten Spleiß, bei dem die Hauptachsen gegeneinander um 90° verdreht sind.

tenden Spiegelschleife ist ein 90°-Spleiß, der asymmetrisch in der nichtlinearen Faser lokalisiert ist, und zwar an der Stelle $L/2 + \Delta L$, wenn L die Faserlänge ist (siehe Abb. 3.6). Durch den Längenunterschied der beiden Teilstücke der Faser wirkt die Faser wie eine Verzögerungsplatte mit der Verzögerung

$$\varphi = \Delta L \cdot \Delta n \cdot \frac{2\pi}{\lambda} = 2\pi \frac{\Delta L}{L_B}. \quad (3.5)$$

Δn ist hierbei die Brechzahldifferenz der beiden Hauptachsen und L_B die Beatlänge. Sind die Enden der beiden doppelbrechenden Faserstücke bzgl. ihrer schnellen Hauptachse gleichartig im Raum orientiert, so entspricht der 90°-Spleiß einer 90°-Drehung der Polarisation. Das elektrische Feld am Ausgang der nichtlinearen Spiegelschleife berechnet sich daher zu (zur Notation vgl. Anh. A):

$$\vec{E}_t = (\alpha \mathbf{M} + (1 - \alpha) e^{i\pi} e^{i\Delta\Phi_{nl}} \mathbf{S}^{-1} \mathbf{M}^T \mathbf{S}) \vec{E}_{in} \quad \text{mit} \quad \mathbf{M} = \mathbf{V}_\varphi \mathbf{D}_{90^\circ} \quad (3.6)$$

$$\vec{E}_t = \begin{pmatrix} 0 & \alpha - (1 - \alpha) e^{i(\Delta\Phi_{nl} + \varphi)} \\ -\alpha e^{i\varphi} + (1 - \alpha) e^{i\Delta\Phi_{nl}} & 0 \end{pmatrix} \vec{E}_{in} \quad (3.7)$$

Hierbei sind \mathbf{V}_φ die Jonesmatrix der Verzögerungsplatte, \mathbf{D}_{90° die Jonesmatrix einer 90°-Polarisationsdrehung und \mathbf{S} die Spiegelungsmatrix. Die Transmission T berechnet sich dann zu:

$$T = 1 - 2\alpha(1 - \alpha) - 2\alpha(1 - \alpha) \frac{\cos \varphi}{\cos \Delta\Phi_0} \cos(\Delta\Phi_{nl} + \Delta\Phi_0) \quad (3.8)$$

$$\text{mit:} \quad \Delta\Phi_0 = \arctan \left(-\frac{s_1}{s_0} \tan \varphi \right)$$

s_0 und s_1 sind Stokesparameter⁵. Koppelt man am Eingang der Spiegelschleife in eine Hauptachse der polarisationserhaltenden Faser ein ($s_1/s_0 = \pm 1$), so beträgt der Phasenoffset $\Delta\Phi_0 = \pm\varphi$. Unter 45° zu den Hauptachsen ($s_1 = 0$) erreicht man hingegen keinen Phasenoffset, sondern nur eine Veränderung der Amplitude der Schaltcharakteristik durch den Faktor $\cos \varphi$.

Die Spiegelschleife ist bei einem Längenunterschied ΔL von mehreren Beatlängen in ihrer Funktion als Interferometer soweit verstimmt, daß es in höherer Ordnung arbeitet. Dem gegenüber arbeitet die Spiegelschleife mit nichtreziprokem Phasenoffsetelement aufgrund eines

⁵ $s_1 = |E_x|^2 - |E_y|^2 = \pm 1$ und $s_0 = |E_x|^2 + |E_y|^2$

Rotator-Drehwinkels von typischerweise $<180^\circ$ in der Regel in erster Ordnung. Im Fall der gekreuzten polarisationserhaltenden Fasern mit hohem ΔL kann die hohe Interferenzordnung zu Problemen führen. Für die praktische Anwendung sollte die Längendifferenz im Bereich einiger weniger Beatlängen liegen. Da das Interferometer in höherer Ordnung arbeitet, wirkt es in der Frequenzdomäne wie ein spektrales Filter mit einer \sin^2 -förmigen Transmission⁶. Der Phasenoffset wird frequenzabhängig, wie auch aus Glg. 3.5 ersichtlich ist. In der Zeitdomäne bedeutet dies ein leichtes Auseinanderlaufen der Impulse, was zu einer geringen Reduzierung des Schaltkontrastes führt. Im Extremfall sehr kurzer Impulse bzw. sehr großer Interferometer-Verstimmung können die Impulse um mehr als ihre Impulsbreite auseinanderlaufen und es findet keine Interferenz mehr statt.

Die Doppelbrechung Δn der polarisationserhaltenden Faser ist von der Temperatur \tilde{T} abhängig. Sie ändert sich näherungsweise linear mit einem Temperaturkoeffizienten von etwa $d\Delta n/d\tilde{T} = -\Delta n_{RT}/1300\text{K}$. Für die Faser PMF (s. Tab. 6.1) beträgt der Temperaturkoeffizient etwa $3,2 \cdot 10^{-7} \text{K}^{-1}$. Aufgrund des 90° -Spleißes kompensieren sich jedoch die Phasenänderungen, vorausgesetzt beide Teilstücke haben die gleiche Temperaturänderung erfahren. Es ist also nur die Längendifferenz für die temperaturabhängige Änderung des Phasenoffsets verantwortlich, die sich berechnet zu:

$$\left. \frac{\partial \Delta \Phi_0}{\partial \tilde{T}} \right|_{\lambda=\text{const}} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L \frac{\partial \Delta n}{\partial \tilde{T}} \quad (3.9)$$

Bei einem Längenunterschied von 10 Beatlängen beträgt die Änderung des Phasenoffsets mit der Temperatur beispielsweise etwa $2,8^\circ/\text{K}$. Durch gezielte Aufheizung eines Teilstücks der polarisationserhaltenden Faser kann man den Phasenoffset steuern.

Im Unterschied zur polarisationserhaltenden Spiegelschleife mit dem nichtreziproken Phasenoffsetelement ist der oben beschriebene Aufbau mit gekreuzten polarisationserhaltenden Fasern kein Sagnac-Interferometer mehr, sondern ein Mach-Zehnder-Interferometer, da die gegenläufigen Wellen in zueinander orthogonalen Hauptachsen laufen. Damit ist es empfindlicher gegenüber Phasenstörungen durch mechanische Spannungen. Störungen, die Phasendifferenzen zwischen den Hauptachsen hervorrufen, verändern daher direkt den Phasenoffset. Dennoch besitzt die vorgestellte Struktur einige Vorteile gegenüber einem NOLM aus Standardfasern: Die Polarisation des Lichtes ist stabilisiert, da die Störungen bei genügend hoher Doppelbrechung der verwendeten Fasern keine Überkopplung zwischen den Hauptachsen bewirken. Im Gegensatz zum Standardfaser-NOLM ist der Phasenoffset nicht von der Polarisation abhängig. Mechanische Spannungen wirken sich nicht über den Umweg der komplizierten Polarisationsentwicklung in der Standardfaser auf den Phasenoffset aus. Schließlich ist eine definierte Steuerung des Phasenoffsets durch die Temperatur der Faser nur aufgrund der stabilisierten

⁶Beim nichtreziproken Phasenoffsetelement und auch beim Phasenoffset durch die Doppelbrechung von Standardfasern weist dieses spektrale Filter einen sehr flachen Verlauf auf.

Polarisation möglich, da sich so nur der optische Weg ändert, und nicht, wie im Fall der Standardfasern, mit dem optischen Weg auch der Polarisationszustand.

3.2.4 Einfluß von Impulsformungseffekten bei ps-Impulsen

Die vorangegangenen Überlegungen beziehen sich auf Licht konstanter Intensität bzw. auf ideale Rechteckimpulse, d.h. die nichtlineare Phasenverschiebung des Impulses wird durch die Impulsspitzenleistung bestimmt und ist über den Impuls hinweg homogen. Für das Schaltverhalten von realen kurzen Impulsen mit Breiten im ps-Bereich ist hingegen der Phasenverlauf des Impulses von Bedeutung, der während der Propagation in der Faser entsteht. Hierauf hat neben dem nichtlinearen Brechzahlkoeffizienten auch die GVD Einfluß. Im Fall anomaler GVD treten solitonartige Impulsformungsprozesse auf, die, wie von Doran gezeigt wurde [24], zu einer besonders effizienten Transmission der nichtlinearen Spiegelschleife führen. Mit Hilfe

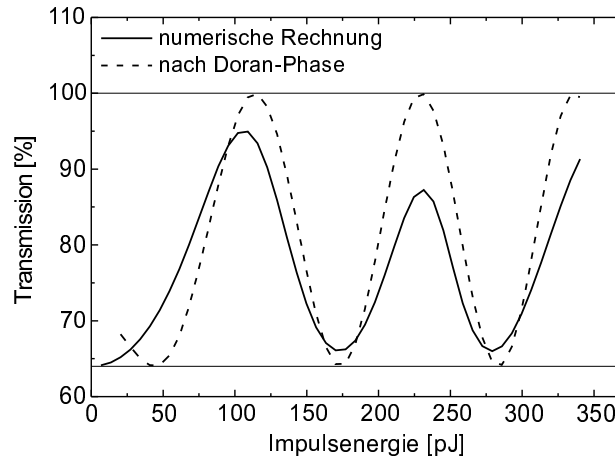


Abb. 3.7: Vergleich der numerisch berechneten Transmission von 1ps-Impulsen einer nichtlinearen Spiegelschleife mit der Näherung nach Glg. 3.10. $\alpha = 10\%$, $L = 50\text{ m}$.

der Formel für die Soliton-Phase (siehe Glg. 2.13) kann die Schaltcharakteristik für Solitonen näherungsweise vorausgesagt werden. Die nichtlineare Phasendifferenz berechnet sich dann mit $N = \sqrt{L_D/L_{nl}} = \sqrt{P/P_1}$ zu:

$$\Delta\Phi_{nl} = \frac{2L}{L_D} \left[\frac{P}{P_1}(2\alpha - 1) - \sqrt{\frac{P}{P_1}}(\sqrt{\alpha} - \sqrt{1 - \alpha}) \right] \quad (3.10)$$

Hierbei ist P die Impulsspitzenleistung eines sech-förmigen Impulses am Eingang der Spiegelschleife und P_1 die Impulsspitzenleistung eines Solitons erster Ordnung. Die so berechnete NOLM-Transmission ist gestrichelt in Abb. 3.7 dargestellt. Sie ist im Unterschied zur Transmission eines idealen Rechteckimpulses nun nicht mehr periodisch in der Impulsenergie.

Eine genaue Berechnung der Schaltkurven für ps-Pulse, insbesondere bei einem stark asymmetrischen NOLM und bei normaler Dispersion, muß jedoch numerisch erfolgen. Abb. 3.7 zeigt die mit dem in dieser Arbeit verwendeten Berechnungsverfahren gewonnene Transmissions-

charakteristik für sech-förmige 1ps-Impulse, einem Koppelverhältnis von $\alpha = 10\%$ und 50 m Standard-Faser als nichtlineare Faser im Vergleich mit der Doran'schen Näherung (Glg. 3.10). Man erkennt, daß die Näherung eine um ca 5% zu hohe Transmission im ersten Maximum und eine ca. 9% zu große Schaltenergie an dieser Stelle liefert. Die Abweichungen zu höheren Schaltmaxima hin ist noch größer. Auch im Bereich kleiner Energien stimmt die Doran'sche Näherung nicht mehr überein.

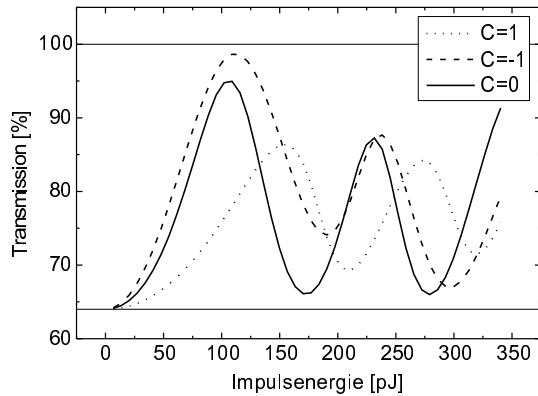


Abb. 3.8: Numerisch berechnete Transmission eines NOLM für gechirpte ($C = \pm 1$) im Vgl. zu chirpfreien ($C = 0$) Eingangsimpulsen.

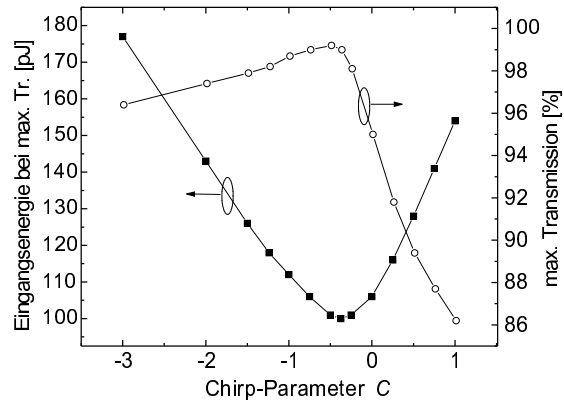


Abb. 3.9: Abhängigkeit der maximalen Transmission und der zugehörigen Eingangsenergie vom Chirp-Parameter des Eingangsimpulses.

Eingangsimpulse mit einem Chirp können zu weiteren Veränderungen in der Transmissionscharakteristik führen: Sech-förmige Eingangsimpulse mit einem Phasenfaktor von $\exp[\frac{iC}{2}(\frac{T}{T_0})^2]$, wobei für die Impulsbreite $T_{FWHM} = 1,763 T_0$ gilt, zeigen für Chirp-Parameter von $C = -1, 0$ und 1 die in Abb. 3.8 dargestellten Kurvenverläufe der NOLM-Transmission. Bei $C = 0$ liegt kein Chirp vor. Ein negativer Chirp-Parameter (up-Chirp) kann also eine erhöhte maximale Transmission bewirken. In Abb. 3.9 ist die Änderung des ersten Schaltmaximums in Abhängigkeit vom Chirp-Parameter dargestellt. Es gibt einen optimalen Chirp, für den die Transmission ca 99% erreicht. Die Verbesserung der Transmission durch einen up-Chirp erklärt sich dadurch, daß die Impulse durch die Propagation in der Faser mit anomaler Dispersion einen down-Chirp entwickeln, so daß ein entgegengesetzter Chirp des Eingangsimpulses diesen kompensieren kann und daher zu einem flacheren Phasenverlauf des Impulses im Interferenzpunkt führt. Mit einer hohen Transmission ist eine entsprechend geringe Impulsformung durch den NOLM verbunden.

3.3 Eigenschaften faseroptischer Ultrakurzimpuls-laser

Faseroptischen Ultrakurzimpuls-Lasern sind eine Reihe von Eigenschaften gemeinsam, die im folgenden diskutiert werden sollen. Zunächst werden die verschiedenen möglichen Betriebsregime dieser Laser vorgestellt und anschließend die Soliton-Aspekte des Kurzimpulsregimes beleuchtet.

3.3.1 Laser-Regime

Faseroptische Ultrakurzimpuls-Laser können in verschiedenen Betriebsregimen arbeiten. Zu diesen gehören der kontinuierliche (cw) Laserbetrieb, der Kurzimpulsbetrieb mit transformationsbegrenzten Einfach- oder Mehrfachimpulsen sowie der Zustand eines nicht-transformationsbegrenzten Rechteckimpulses. Es treten auch Mischzustände mehrerer Regime auf. Übergänge zwischen den einzelnen Regimen sind durch eine Veränderung von Parametern wie Pumpleistung, Phasenoffset oder Resonatordämpfung möglich.

Die Etablierung eines reinen Kurzimpuls-Regimes stellt in nicht-polarisationserhaltenden Resonatoren ein Problem dar, da der wichtige Parameter des Phasenoffsets von der Doppelbrechung der Fasern abhängt, die mit Polarisationsstellern nicht stabil zu justieren ist. Daher ist die Realisierung eines Gerätes, das reproduzierbare Impulse erzeugt, problematisch. Die polarisationserhaltende Gestaltung stellt eine Lösung des Problems dar. Jedoch muß der Phasenoffset frei wählbar bleiben, um das gewünschte Regime einstellen zu können. Mit den in Abschnitt 3.2.3 vorgestellten polarisationserhaltenden nichtlinearen Spiegelschleifen ist dies gewährleistet.

cw-Regime

Bevor der Laser in ein Impulsregime übergeht, startet er schon bei geringen Pumpleistungen zunächst im cw-Regime. Dieser Zustand zeichnet sich durch eine oder mehrere schmalbandige Linien im optischen Leistungsspektrum aus. Das Zeitverhalten ist relativ unruhig, wobei die Amplitude der Schwankungen mit zunehmender Pumpleistung anwächst, was auf Schwebungen verschiedener anschwingender Moden und Selbstpulsationseffekte zurückzuführen ist. Bei höheren Leistungen bewirkt dann der sättigbare Absorber eine Verstärkung der Fluktuationen. Bei anomaler Dispersion und hohen Leistungen kann auch die Modulationsinstabilität zu einer Modulation des cw-Lichtes beitragen. Ein unruhiger cw-Zustand ist für einen Selbststart des Lasers in ein Impulsregime wünschenswert, da dann die Fluktuationen, aus denen sich ein Impuls entwickeln kann, wahrscheinlicher werden. Der Phasenoffset des sättigbaren Absorbers bestimmt die Verluste für cw-Licht (und damit dessen Leistung) sowie die Steigung der Transmissionskennlinie bei kleinen Leistungen. Dadurch nimmt er Einfluß auf den Übergang vom cw-Regime in ein Impulsregime.

Rechteckimpuls-Regime

Aus der Literatur sind über dieses Regime folgende Fakten bekannt: Es werden in ihrer Form stark schwankende Impulse (sogenannte „noise bursts“) erzeugt, deren mittlere Impulsform rechteckförmig ist. Die mittleren Impulsbreiten können einige hundert Pikosekunden bis zu mehreren Nanosekunden betragen. Die Impulsbreite ändert sich proportional zur Pumpleistung, wobei die Impulsleistung konstant bleibt [61, 78]. Die Bandbreite der Impulse beträgt mehrere nm bis mehrere 10 nm, so daß die Impulse bei weitem nicht transformationsbegrenzt

sind. Unter Verwendung von dispersionsverschobenen Fasern wurden sogar spektrale Breiten erreicht, die über das Verstärkungsspektrum der Verstärkerfaser hinausgehen [76].

Die Mechanismen, die zur Generierung dieser Impulse führen, sind bisher nicht vollständig aufgeklärt. Rechteckimpulse können bei genügender Leistung im Idealfall nahezu vollständig vom sättigbaren Absorber transmittiert werden. Die dazu notwendige Impulsleistung ist sogar aufgrund der Kreuzphasenmodulation (XPM) der verschiedenen Frequenzkomponenten untereinander im Vergleich zu einem transformationsbegrenzten Impuls um einen Faktor 2 geringer. Aufgrund der Dispersion des Resonators können die Flanken des Rechteckimpulses nicht ideal steil sein, was zu einer Verringerung der Transmission durch den sättigbaren Absorber bei kurzen Rechteckimpulsen führt. Bei Reduzierung der Pumpleistung kann daher ein Übergang vom Rechteckimpuls-Regime in das Kurzimpuls-Regime [66] oder in das cw-Regime [78] auftreten.

Zur Entstehung der großen Bandbreite tragen wahrscheinlich nichtlineare Effekte, wie SPM, XPM und Modulationsinstabilität bei. Im Fall der extrem breiten Spektren bei Verwendung dispersionsverschobener Fasern werden Effekte wie Superkontinuumserzeugung oder Ramanstreuung vermutet [76]. Horowitz et al. [47] weisen darauf hin, daß im Fall der nichtlinearen Polarisationsdrehung die Polarisationsmodendispersion von entscheidender Bedeutung bei der Entstehung von verrauschten, gering kohärenten Rechteckimpulsen sei.

Der Phasenoffset hat Einfluß darauf, ob der Laser im Kurzimpuls-Regime, im Rechteckimpuls-Regime oder in einem Mischzustand beider Impulstypen arbeitet [66, 77]. Ein Starten des Rechteckimpulses erfolgt bei richtiger Phasenoffseiteinstellung direkt aus dem cw-Regime oder Kurzimpuls-Regime durch Erhöhung der Pumpleistung. Die Übergänge zwischen den Regimen folgen einer Hysteresekennlinie.

Aus der Perspektive der Erzeugung kurzer Impulse ist das Rechteckimpulsregime ein unerwünschter Zustand, den es zu vermeiden gilt. In der Sensorik findet es jedoch auch Anwendungen: Beispielsweise eignen sich die leistungsstarken, breitbandigen Impulse gut zum Abfragen von Faser-Bragg-Gittern [76, 40]. Sie bieten den Vorteil der höheren spektralen Leistungsdichte im Vergleich zu ASE-Quellen und ermöglichen eine Umwandlung der spektralen Information der Gitter in eine zeitliche Information über die Laufzeit der Impulse.

Kurzimpuls-Regime

In diesem Regime wird typischerweise ein Impulszug nahezu transformationsbegrenzter Impulse mit Breiten von 100 fs bis zu 10 ps generiert (cw-modelocking). In der Regel ist die Impulsform näherungsweise sech- oder gaußförmig und weist teilweise einen Chirp auf. Die Impulsenergie wird durch den sättigbaren Absorber festgelegt und kann einige pJ bis einige hundert pJ betragen. Bei entsprechender Pumpleistung können mehrere Impulse im Resonator generiert werden. Ferner ist eine Koexistenz der kurzen Impulse sowohl mit cw-Licht als auch mit einem Rechteckimpuls möglich.

Die Startprozedur für einen reinen Kurzimpuls-Zustand wird beispielsweise in [36, 77, 70] diskutiert: Erhöht man ausgehend vom cw-Betrieb die Pumpleistung, so findet bei richtiger Einstellung des Phasenoffsets bei Überschreiten einer Schwelle ein Übergang in das Kurzimpuls-Regime oder in einen Zustand statt, bei dem cw-Licht und mehrere kurze Impulse koexistieren. Bei anschließender Verringerung der Pumpleistung reduziert sich der cw-Licht-Anteil, bis schließlich ein reiner Kurzimpuls-Betrieb vorliegt. Bei weiterer Pumpleistungsverringern nimmt die Impulsanzahl sukzessive ab, wobei sich die Impulsenergie nur in einem gewissen Bereich ändert („Impulsquantisierung“ [36], s. Abb. 6.10). Auf diese Art ist ein Zustand mit einem einzelnen Impuls im Resonator realisierbar (Einzelimpulszustand). Es wird also eine Hysterese durchlaufen: Der reine Impulszustand ist nur indirekt durch eine Erhöhung der Pumpleistung über die für den reinen Impulszustand notwendige Pumpleistung hinaus erreichbar. Eine andere Startprozedur wird in [66] beschrieben. Dort startet der Laser bei Pumpleistungserhöhung zunächst im Rechteckimpuls-Regime und durch Reduzierung der Pumpleistung findet ein Übergang in das Kurzimpuls-Regime statt. Der Einzelimpulszustand kann, was Amplituden- und zeitliche Schwankungen betrifft, extrem rauscharm realisiert werden [69].

Bei genügender Pumpleistung existieren mehrere gleichartige Impulse im Resonator, die in der Regel zufällig verteilt sind. Zwischen diesen Impulsen wurden langreichweitige Wechselwirkungen beobachtet, die zu Bewegungen der Impulse relativ zueinander führen [16, 74, 77, 36]. Als Ursache dieser zeitlichen Instabilität wird in der Literatur sowohl eine Wechselwirkung der Impulse über dispersive Wellen [83] als auch über die durch Elektrostriktion erzeugten Schallwellen [75, 22] diskutiert. Die elektrostriktive Wechselwirkung wird auch zur Erklärung der auftretenden Impulsbündelungen und der äquidistanten Selbstordnung [80, 37] der Impulse im Abstand von Nanosekunden herangezogen [75]. Als ein weiteres Selbstordnungsphänomen treten auch Impulsbündel mit äquidistanten Impulsen im Abstand einiger Pikosekunden auf [39, 38, 17, 52]. Ihre Entstehung ist noch nicht vollständig aufgeklärt. Vermutlich spielt die Erzeugung von Impulskopien durch doppelbrechende Fasern bzw. durch Reflexe im Resonator eine Rolle [39]. Auch eine Nahwechselwirkung der (solitonartigen) Impulse kann von Bedeutung sein [92]. Da die Justage selbstgeordneter Mehrfachimpuls-Zustände nur schwierig zu erreichen ist, stellt sich die Frage nach einer zeitlichen Stabilisierung der Impulse. Hierzu werden die Konzepte von Subresonatoren [103, 17, 72, 3] und einer zusätzlichen aktiven Modulation [52, 57] verfolgt. In beiden Fällen sind jedoch die Resonatorstrukturen kompliziert und erfordern eine zusätzliche Stabilisierung.

3.3.2 Solitonen-Aspekte beim Kurzimpuls-Regime

Bei anomaler Dispersion der Fasern im Laserresonator treten solitonartige Impulsformungsprozesse auf. Es stellt sich die Frage, ob bzw. inwieweit die Impulse als Solitonen betrachtet werden können.

Vernachlässigt man in einfachster Näherung die räumliche Variation der Impulse bei einem Resonatorumlauf und stellt sich den Impuls als mittleres Soliton erster Ordnung („average soliton“ [41, 51, 5]) vor, dessen Energie durch das erste Schaltmaximum des sättigbaren Absorbers festgelegt wird, so läßt sich durch Gleichsetzen von Solitonleistung (s. Glg. 2.12) und Schaltleistung (P_I in Glg. 3.1) folgende Beziehung für die Impulsbreite Δt_p ableiten [27]:

$$\Delta t_p \sim \sqrt{\bar{D}L} \quad (3.11)$$

Nach dieser Abschätzung führen kurze Faserlängen im Interferometer und eine niedrigere mittlere Dispersion im Resonator zu kürzeren Impulsen, was mit experimentellen Erfahrungen übereinstimmt. Auch das typische sech^2 -förmige Leistungsspektrum der Impulse, wie es experimentell zu beobachten ist, paßt zum Soliton-Bild. Der in realen Lasern auftretende Chirp kann nicht mit diesem einfachen Modell beschrieben werden.

Ausgehend von dieser Vorstellung eines mittleren Solitons im Laser läßt sich durch Hinzunahme einer periodischen Störung die Existenz von spektralen Seitenbändern ableiten, die auch im Experiment beobachtet werden [84]. Die Störungen des Solitons führen zur Abstrahlung dispersiver Wellen, die sich in der periodischen Struktur des Lasers bei definierten Wellenlängen resonant überlagern können. Im Impulsspektrum erscheinen dann rechts und links vom eigentlichen Impuls mehrere scharfe, nichtäquidistante Linien, deren Intensität mit Abstand von der Zentralwellenlänge abfällt (s. Abb. 6.8). Die Wellenlängen der Seitenbänder lassen sich aus einer Phasenanpassungsbedingung berechnen [19]:

$$\Delta\lambda_N = \pm \frac{2 \ln(1 + \sqrt{2}) N \lambda^2}{2\pi c \Delta t_p} \sqrt{\frac{8N Z_0}{L} - 1} \quad (3.12)$$

Hierbei ist N die Ordnung des Seitenbandes, wobei die erste Ordnung den beiden der Zentralwellenlänge λ nächsten Seitenbändern entspricht. Z_0 ist die aus der mittleren Dispersion zu berechnende Solitonenlänge, L die Resonatorlänge und Δt_p die Impulsbreite (FWHM) des mittleren Solitons.

Zur Berechnung der Stärke der Seitenbänder existiert bislang keine vollständige analytische Theorie, jedoch läßt sich zeigen, daß Seitenbänder umso stärker sind, je größer ihr spektraler Überlapp mit dem Spektrum des ungestörten Impulses ist [19, 35]. Aus diesem Zusammenhang folgt, daß die minimal erreichbare Impulsbreite begrenzt ist, denn mit Verringerung der Impulsbreite verbreitert sich das Impulsspektrum, wodurch zunehmend die Energie in die Seitenbänder gekoppelt wird [18]. Die minimale Impulsbreite wird in [19] zu

$$\Delta t_{min} \approx \lambda \sqrt{\frac{\bar{D}L}{2\pi c}} \quad (3.13)$$

berechnet. Danach ergibt sich z.B. bei einer mittleren Dispersion \bar{D} von 1 ps/(nmkm) und einer Resonatorlänge von 5 m eine minimal erreichbare Impulsbreite von 80 fs. Das liegt bei Erbiumverstärkern im Bereich der durch die Bandbreite möglichen minimalen Impulsbreite.

Im Fall genügend breiter Impulse im Resonator gilt $Z_0 \gg L$, so daß der Impuls gut als „average soliton“ beschrieben werden kann. Nach Glg. 3.12 ist dann $\Delta\lambda$ sehr groß und durch den geringen spektralen Überlapp sind die Seitenbänder schwach ausgeprägt. Für faseroptische APM-Laser⁷ ist jedoch der Fall typisch, daß Z_0 und L von gleicher Größenordnung sind⁸. Denn die nichtlineare Phasenverschiebung für eine maximale Transmission durch das Interferometer beträgt $\pi - \Delta\Phi_0$ und der Phasenoffset kann aus Stabilitätsgründen nicht beliebig nahe bei π liegen. Demgegenüber beträgt die nichtlineare Phasenverschiebung auf einer Solitonenlänge $\pi/4$. Bei gegebener Impulsbreite kann durch Verringerung der Dispersion Z_0 vergrößert und damit die Ausprägung der Seitenbänder verringert werden. Der Fall $Z_0 \ll L$, bei der die periodischen Störungen so langsam sind, daß die Solitonordnung beibehalten wird [62], kommt in APM-Lasern aufgrund der Begrenzung der Impulsbreite nach Glg. 3.13 nicht vor.

In der Literatur wird das Auftreten der Seitenbänder oft mit dem Begriff „sideband instabilities“ bezeichnet [74]. Die in faseroptischen APM-Lasern beobachtete Instabilität der zeitlichen Impulsanordnung im Falle mehrerer Impulse im Resonator [16] wird in [74, 72] auf eine durch dispersive Wellen vermittelte Wechselwirkung der Impulse zurückgeführt. Nach [83] können abgestrahlte dispersive Wellen zu langreichweitigen Wechselwirkungen zwischen Impulsen führen. Jedoch hat das Auftreten von spektralen Seitenbändern in Resonatoren keinen Einfluß auf die Stabilität eines Einzelimpulses, da dem Anwachsen der Seitenbänder durch den sättigbaren Absorber entgegengewirkt wird [84]. Mit einem optischen Bandpaßfilter im Resonator lassen sich die spektralen Seitenbänder eliminieren und die zeitliche Stabilität der Impulse erhöhen [72], wobei gleichzeitig die Impulse etwas verbreitert werden.

Über das Solitonmodell hinausgehend wird von Haus et al. [45, 46] in einer analytischen Theorie des passiv modensynchronisierten Faserlasers, die allerdings die räumliche Ausdehnung vernachlässigt, außer der (mittleren) Dispersion und Selbstphasenmodulation auch die Selbstamplitudenmodulation (durch den sättigbaren Absorber) und der Effekt einer spektralen Filterung berücksichtigt. Als Lösungen der dort aufgestellten Mastergleichung ergeben sich gechirpte sech-förmige Impulse bei anomaler Dispersion. Die spektralen Seitenbänder werden in diesem Modell nicht erfaßt. Auch bei normaler Dispersion werden stabile Lösungen berechnet. Die Impulse sind in diesem Fall Gauß-förmig und weisen einen Chirp auf. Die Impulsverbreiterung durch die gemeinsame Wirkung von Dispersion und Selbstphasenmodulation wird dann durch die spektrale Filterung balanciert, die durch Abschneiden der blau- und rot-verschobenen Frequenzen in den Impulsflanken den Impuls spektral und zeitlich verkürzt. Eine Gaußform des Impulses bei mittlerer normaler Dispersion wurde auch in realen Lasern nachgewiesen [91, 44].

⁷Laser die nach dem Verfahren des „additive pulse modelocking“ modensynchronisiert werden.

⁸Damit ist die Voraussetzung für ein „average soliton“ nicht mehr erfüllt.

4 Modellierung des faseroptischen Ultrakurzimpulslasers

Aufgrund der räumlich inhomogenen Struktur faseroptischer Ultrakurzimpulslaser unterliegt die Impulsausbreitung in diesen Resonatoren vielfältigen Änderungen, wie z. B. Energieänderungen durch Einfügeverluste verschiedener Komponenten, Auskopplung, Verstärkung und Interferenz, oder Änderungen der Fasereigenschaften, wie z. B. Dispersion, Dämpfung, Modenfelddurchmesser und nichtlinearer Brechzahlkoeffizient. Für solche komplexen Randbedingungen sind die Lösungen der nichtlinearen Schrödingergleichung keine reinen Solitonen mehr. Auch eine Beschreibung der Impulse als Solitonen in einer homogenen Faser mit effektiven Fasereigenschaften („Average-Soliton“ [51, 84, 41]), ist hier im allgemeinen nicht anwendbar, da oft Solitonperiode und Resonatorlänge von etwa der gleichen Größenordnung sind (s. Kap. 3.3.2).

Sind die Änderungen der Impulsform im Resonator gering, so läßt sich der faseroptische Ultrakurzimpulslaser (APM-Laser) gemäß der Theorie von Haus et al. [45, 46] analytisch beschreiben. In diesem Modell wird die räumliche Ausdehnung des Lasers unberücksichtigt gelassen. Dispersion, Selbstphasenmodulation, Selbstamplitudenmodulation (d.h. die Wirkung des sättigbaren Absorbers), Verstärkung und Verluste werden als homogen verteilt und simultan wirkend angenommen. Effekte, die durch die räumliche Impulsausbreitung zustande kommen, wie die spektralen Seitenbänder und die Änderung der Impulsform im Resonator werden daher nicht erfaßt, was einen direkten Vergleich mit dem Experiment erschwert. Über diese Theorie hinausgehend werden von Brabec et al. [8] räumlich ausgedehnte APM-Strukturen analytisch beschrieben, wobei ein Operatoralkül verwendet wird. Bei starken räumlichen Änderungen der Impulsform wird die Reihenfolge der impulsformenden Effekte relevant, so daß Kommutatoren der Operatoren berücksichtigt werden müssen. Es können mit diesem Modell z.B. Effekte wie die spektralen Seitenbänder und deren Einfluß auf die Stabilität des Lasers im Fall einfacher räumlicher Strukturen beschrieben werden.

Zur genauen Berechnung der Impulsformungsprozesse in einem realen faseroptischen APM-Laser ist es notwendig, die Schrödingergleichung numerisch zu lösen. In der Literatur findet man bereits numerische Berechnungen der Gleichgewichtsimpulse in solchen Lasern [10, 95, 96, 14]. In [7] wird anhand von FROG-Messungen⁹ der Impulse eines F8L auf die Impulsform im Interferenzpunkt zurückgerechnet, allerdings keine vollständige Berechnung des Gleichgewichtsimpulses des Lasers vorgenommen. In [96] wird ansatzweise der Einfluß einer Variation der Verstärkung auf die generierten Impulse numerisch untersucht. Insgesamt wurde bisher jedoch weder ein direkter Vergleich simulierter Gleichgewichtsimpulse mit experimentellen Ergebnissen durchgeführt, noch die Dynamik des Lasermediums eingehender berücksichtigt.

⁹FROG steht für „frequency resolved optical gating“, einem Verfahren zur Messung von Amplitude und Phase optischer Impulse.

Nicht nur die Impulsausbreitung in den Fasern sondern auch das Verstärkungsmedium nimmt Einfluß auf die im Gleichgewicht generierten Impulse, indem es mit der Verstärkung auch die Energie im Gleichgewichtszustand festlegt. Eine theoretische Modellierung eines faseroptischen APM-Lasers muß also sowohl Impuls- als auch Verstärkerdynamik berücksichtigen, um realistische Vorhersagen über die generierten Impulse zu ermöglichen. Weiterhin ist es wünschenswert, mit diesem Modell auch Vergleiche zwischen verschiedenen Arbeitsregimen des Lasers anstellen zu können. Auch hierfür ist die Betrachtung der Verstärkerdynamik notwendig. Die Laserdynamik von faseroptischen APM-Lasern wird von Namiki et al. [70] behandelt. Es werden dort Ratengleichungen für die Energie und die Besetzungsinversion aufgestellt und gezeigt, daß die Wirkung des sättigbaren Absorbers pauschal durch einen dynamischen Verstärkungskoeffizienten behandelt werden kann, der dessen energieabhängige Transmission beschreibt. Zur Berechnung dieses dynamischen Verstärkungskoeffizientens wird auf die analytische Theorie von Haus et al. zurückgegriffen, die die räumliche Ausdehnung des Lasers nicht berücksichtigt. Für die Spezialfälle von Sech- und Gauß-Impulsen wird der dynamische Verstärkungskoeffizient explizit berechnet.

Im folgenden soll ein Lasersmodell entwickelt werden, das sowohl Verstärkerdynamik als auch Impulsdynamik in einer räumlich ausgedehnten Struktur beinhaltet. Es soll so nahe an den experimentellen Gegebenheiten sein, daß Vorhersagen zum Verhalten von realen Laserresonatoren und damit deren Entwurf möglich sind. Ausgehend von der nichtlinearen Schrödingergleichung werden mit numerischen Verfahren Gleichgewichtszustände berechnet. In Anlehnung an die Arbeiten von Namiki wird der dynamische Verstärkungskoeffizient bestimmt. Er wird hier aus den numerischen Rechnungen ermittelt, womit die Nähe zum Experiment gegeben ist. Mit Hilfe von Ratengleichungen für Energie und Verstärkung kann die Stabilität der Gleichgewichtszustände beurteilt werden. Es sind Vergleiche zwischen verschiedenen Laserregimen, wie cw-, Einzelimpuls- und Mehrimpulszuständen möglich. Leistungskennlinien sind berechenbar. Ein Kriterium für den Vergleich mit experimentellen Ergebnissen wird angegeben.

4.1 Grundstruktur des Modells

Das hier vorgestellte Modell basiert auf einer numerischen Berechnung der Impulsausbreitung in der Faser und einer analytischen Behandlung des Verstärkungsmechanismus.

Die Impulsausbreitung in Lichtleitfasern wird durch folgende Bewegungsgleichung beschrieben:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - i \frac{\lambda^2}{4\pi c} D(z) \frac{\partial^2}{\partial t^2} - i \frac{2\pi n_2(z)}{\lambda A_{eff}(z)} |A(z, t)|^2 + \frac{\alpha_L(z)}{2} - \frac{g(z, t)}{2} \right) A(z, t) = 0 \quad (4.1)$$

Sie wurde bereits in Kap. 2 diskutiert. Es werden hier die Einflüsse von GVD, SPM, Dämpfung und, im Unterschied zur Glg. 2.8, auch die Verstärkung berücksichtigt. Während der Absorptionskoeffizient $\alpha_L(z)$, die Dispersion $D(z)$, das effektive Modenfeld $A_{eff}(z)$ und der nichtlineare

Brechzahlkoeffizient $n_2(z)$ jeweils von der Ortskoordinate z abhängen, sind Impulsamplitude $A(z, t)$ und Verstärkungskoeffizient $g(z, t)$ auch von der Zeitkoordinate t abhängig.

Der Verstärkungskoeffizient ist proportional zur lokalen Besetzungsinversion in der Verstärkerfaser, weshalb die zeitliche Dynamik der Verstärkung gemäß der Laser-Ratengleichung für die Besetzungsinversion (vgl. Anhang C und [53, 102, 82]) durch folgende Gleichung beschrieben werden kann, die den Verstärkungskoeffizienten zur Leistung $P(z, t)$ in der Verstärkerfaser in Beziehung setzt:

$$\frac{\partial g(z, t)}{\partial t} = \frac{g_{ks}(z)}{\tau_2} - \frac{g(z, t)}{\tau_2} \left(1 + \frac{P(z, t)}{P_{sat}} \right) \quad (4.2)$$

Hierbei sind τ_2 die Lebensdauer der Photonen im oberen Laserniveau, $g_{ks}(z)$ der Kleinsignal-Verstärkungskoeffizient, der den Verstärkungskoeffizienten bei verschwindendem Eingangssignal angibt, und P_{sat} die Sättigungsleistung der Verstärkerfaser. Glg. 4.2 beschreibt die Verstärkung eines Quasi-Zweiniveausystems mit homogener Linienverbreiterung. Dadurch wird das im Fall des Erbium-Faserverstärkers vorliegende Drei- bis Vierniveausystem gut genähert, da man den Zerfall aus dem Anregungsniveau ins obere Laserniveau bzw. den Zerfall aus dem unteren Laserniveau ins Grundniveau als sehr schnell annehmen kann. Die drei Summanden auf der rechten Seite der Glg. 4.2 beschreiben (v.l.n.r.) den Aufbau der Verstärkung durch Pumplicht, den Abbau der Verstärkung durch spontane Emission und den Abbau durch stimulierte Emission. Der Kleinsignal-Verstärkungskoeffizient ist linear von der Pumpleistung am Ort z abhängig. Die Pumpleistungsdynamik wird hier vernachlässigt, indem von einem zeitlich konstanten Pumpleistungsverlauf in der Faser ausgegangen wird. Das Verstärkungsspektrum wird hier vernachlässigt, da die Bandbreite von ps-Impulsen ($\Delta t_p > 300$ fs) viel kleiner als die Bandbreite des Verstärkungsspektrums des Erbium-Verstärkers ist. Bei kürzeren Impulsbreiten um einige 100 fs kann zusätzlich ein Linienformfaktor berücksichtigt werden.

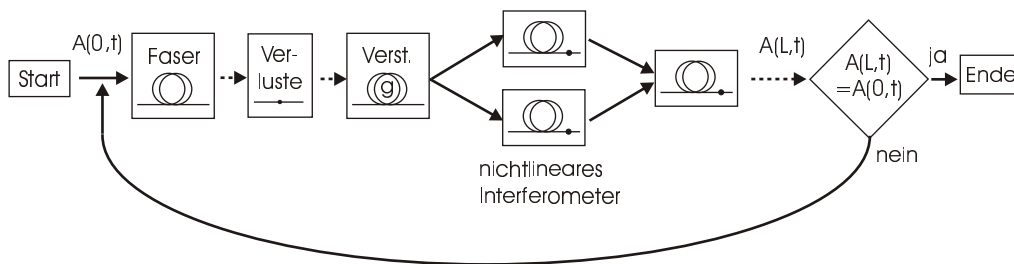


Abb. 4.1: Schematische Darstellung der iterativen numerischen Berechnung des Gleichgewichtsimpulses.

Die numerische Berechnung der Impulsausbreitung im Resonator erfolgt stückweise für die verschiedenen Fasern nach der Split-Step-Fourier-Methode (SSFM) [2]. Lokale Mechanismen, wie die Aufteilung der Leistung durch Koppler, die Interferenz der Impulse beim interferometrischen sättigbaren Absorber und Verluste durch Spleißstellen, Auskopplung und Einfügeverluste, werden jeweils am Ort ihres Auftretens durch entsprechende Veränderungen der

komplexen Impulsfunktion $A(z, t)$ vorgenommen. Die Geschlossenheit des Resonators wird dadurch berücksichtigt, daß der aus der Impulsausbreitung über eine Resonatorlänge resultierende Impuls wieder als Anfangsimpuls dient. So wird der Resonator iterativ durchlaufen, bis sich ein Gleichgewicht eingestellt hat. In Abb. 4.1 ist die Vorgehensweise schematisch dargestellt.

4.2 Behandlung der Verstärkung bei der Impulsausbreitung

Wie man an Glg. 4.1 und Glg. 4.2 erkennt, sind Impulsdynamik und Verstärkerdynamik über den Verstärkungskoeffizienten und die Impulsleistung gekoppelt.

Zu einer Abschätzung der Zeitkonstante, mit der die Impulsformung gegen das Gleichgewicht konvergiert, kann man folgendermaßen gelangen: Stellt man sich Dispersion und Selbstphasenmodulation in erster Näherung als homogen auf der gesamten Resonatorlänge wirkend vor, so kann man bei anomaler Dispersion den Impuls als Soliton beschreiben¹⁰. Die charakteristische Länge, auf der ein gestörtes Soliton wieder gegen die ursprüngliche Form relaxiert, beträgt nach [2] einige Solitonenlängen. Nach Abschnitt 3.3.2 sind Solitonenlänge und Resonatorlänge bei faseroptischen APM-Lasern von gleicher Größenordnung. Es sind also einige Resonatorumlaufzeiten für die Zeitkonstante zu veranschlagen. Bei einer Resonatorumlaufzeit von einigen 100 ns sind dies einige Mikrosekunden, ein Wert, der sich auch anhand der Simulationsrechnungen bestätigt (s. Kap. 6.2.3).

Über die charakteristische Zeit, mit der sich die Verstärkung entwickelt, lassen sich folgende Überlegungen anstellen: Die Reaktion der Verstärkung am Ort z auf einen einzelnen deltaförmigen Lichtimpuls der Energie $W_p = \int P(z, t) dt$ ist nach Glg. 4.2 eine sprunghafte Verringerung des anfänglichen Verstärkungskoeffizienten g_0 um

$$\Delta g = g_0 [1 - \exp(-\frac{W_p}{\tau_2 P_{sat}})] \quad (4.3)$$

und eine Relaxation von $g_0 - \Delta g$ mit der Zeitkonstanten τ_2 auf den ursprünglichen Wert. Typische Werte für Impulsenergie, Lebensdauer und Sättigungsleistung sind 100 pJ, 10 ms, 20 mW. Damit ergibt sich eine relative Änderung des Verstärkungskoeffizienten durch einen Einzelimpuls von $\Delta g/g_0 = 5 \cdot 10^{-7}$. Typischerweise befinden sich im Resonator viele Impulse, deren Gesamtenergie maximal etwa $0,1 \mu\text{J}$ beträgt. Sie durchlaufen die Verstärkerfaser in der Resonatorumlaufzeit T_R von etwa 500 ns. Die relative Änderung $\Delta g/g_0$ pro Umlauf beträgt dann $5 \cdot 10^{-4}$. Der Verstärkungskoeffizient ändert sich daher erst nach vielen Resonatorumläufen merklich und es ist sinnvoll, einen gleitend gemittelten Verstärkungskoeffizienten $\bar{g}(z)$ zu definieren:

$$\bar{g}(z, t) = \frac{1}{T_R} \int_t^{t+T_R} g(z, t) dt \quad (4.4)$$

¹⁰Die Selbstamplitudenmodulation soll in dieser Näherung nur die Impulsenergie stabilisieren [8].

Mit dieser Definition, unter Verwendung des Mittelwertsatzes der Integralrechnung und der Näherung $\bar{g}(z, t) \approx g(z, t_x)$ mit $t_x \in [t, t + T_R]$ läßt sich Glg. 4.2 durch Integration von t bis $t + T_R$ umformen:

$$\frac{\partial \bar{g}(z, t)}{\partial t} = \frac{g_{ks}(z)}{\tau_2} - \frac{\bar{g}(z, t)}{\tau_2} \left(1 + \frac{W(z, t)}{W_{sat}} \right) \quad (4.5)$$

Hier ist $W(z, t)$ die am Ort z während eines Resonatorumlaufs gemessene Lichtenergie. Ferner wurde die Sättigungsenergie $W_{sat} = P_{sat} T_R$ eingeführt. Durch die Integration über einen Resonatorumlauf sind die Größen $W(z, t)$ und $\bar{g}(z, t)$ in t stetige Funktionen. Die charakteristische Zeit, in der sich der Verstärkungskoeffizient \bar{g} zeitlich verändert, läßt sich nun folgendermaßen abschätzen: Nimmt man eine zeitlich konstante Energie W an, so ergibt sich aus Glg. 4.5 bei einer anfänglichen Abweichung $\Delta \bar{g}(z, t_0)$ des Verstärkungskoeffizienten vom Gleichgewichtswert, daß diese gemäß

$$\Delta \bar{g}(z, t) = \Delta \bar{g}(z, t_0) \cdot \exp \left[-\frac{t}{\tau_2} \left(1 + \frac{W}{W_{sat}} \right) \right] \quad (4.6)$$

gegen den Wert Null relaxiert¹¹. Die Zeitkonstante wird mit zunehmender Energie kleiner als τ_2 . Für die oben diskutierten typischen Werte für die maximale Resonatorenenergie, Resonatorumlaufzeit und Sättigungsleistung erhält man eine Zeitkonstante von $\tau_2/11 \approx 1$ ms. D.h. der Verstärkungskoeffizient entwickelt sich zeitlich sehr langsam und benötigt etwa einige tausend Resonatorumlaufzeiten um seinen Gleichgewichtswert zu erreichen.

Damit läuft die Impulsentwicklung um 2 bis 3 Größenordnungen schneller ab als die Verstärkungsentwicklung. Dies bedeutet einerseits, daß eine numerische Lösung von Glg. 4.1 und 4.2 wegen des großen zu berücksichtigenden Zeitraums rechentechnisch nicht praktikabel ist; andererseits eröffnet sich dadurch die Möglichkeit, die schnelle Impulsentwicklung getrennt von der langsamen Verstärkerdynamik zu behandeln. In guter Näherung kann der Verstärkungskoeffizient während der Impulsentwicklung bis zum momentanen Impulsleichgewicht als konstant angesehen werden. Da jedoch die langsame Verstärkerdynamik zu einer Änderung der Impulsenergie führt, die wiederum alle weiteren Impulseigenschaften variiert, kann das vollständige Gleichgewicht des Lasers nur dann durch die numerische Lösung von Glg. 4.1 gefunden werden, wenn dabei für den Verstärkungskoeffizienten der stationäre Wert $\bar{g}_s(z)$ angesetzt wird. Wie im folgenden gezeigt wird, wird dieser stationäre Verstärkungskoeffizient vollständig durch die räumliche Verteilung der Pumpleistung und durch die Impulsenergie vor der Verstärkerfaser festgelegt:

Für den Fall einer unidirektional vom Signallicht durchlaufenen Verstärkerfaser wird im folgenden ein Verstärkungskoeffizient $\hat{g}(z, t)$ eingeführt, der so definiert ist, daß $e^{\hat{g}(z, t)} = G(z, t)$ den Verstärkungsfaktor am Ort z gegenüber dem Faseranfang beschreibt. Für $\hat{g}(z, t)$ kann

¹¹Die gleiche Zeitkonstante erhält man, wenn man beim cw-Laser die Ratengleichung für die Energie mit einbezieht. Durch Störungsrechnung 1.Ordnung gelangt man zur DGL der Relaxationsoszillationen, die mit eben dieser Zeitkonstante abklingen (vgl. hierzu [53], dort entspricht $B \cdot \sigma$ dem hier verwendeten \bar{g}).

folgendermaßen eine Differentialgleichung abgeleitet werden: Aus der Bewegungsgleichung 4.1 folgt¹² unter Vernachlässigung der nichtsättigbaren Fasergrunddämpfung α_L :

$$\frac{dW(z, t)}{dz} = \bar{g}(z, t)W(z, t) \quad (4.7)$$

Die Integration dieser Gleichung über z vom Faseranfang ($z=0$) bis zu einem Punkt z der Faser ergibt dann:

$$W(z, t) - W(0, t) = \int_0^z \bar{g}(z', t)W(z', t)dz' \quad (4.8)$$

Ferner liefert eine Division von 4.7 durch $W(z, t)$ und eine anschließende Integration über z folgende Beziehung:

$$\ln \frac{W(z, t)}{W(0, t)} = \int_0^z \bar{g}(z', t)dz' \quad (4.9)$$

Integriert man schließlich Gleichung 4.5 über z und setzt die Beziehungen 4.8 und 4.9 ein, so erhält man mit den Definitionen

$$\hat{g}(z, t) = \ln G(z, t) = \ln(W(z, t)/W(0, t)) \quad \text{und} \quad \hat{g}_{ks}(z) = \int_0^z g_{ks}(z')dz' \quad (4.10)$$

folgendes Ergebnis:

$$\frac{\partial \hat{g}(z, t)}{\partial t} = \frac{1}{\tau_2} \left[\hat{g}_{ks}(z) - \hat{g}(z, t) - \frac{W(0, t)}{W_{sat}} (e^{\hat{g}(z, t)} - 1) \right] \quad (4.11)$$

$W(0, t)$ ist die Energie am Ort vor der Verstärkerfaser. Sie wird im folgenden mit $\widetilde{W}(t)$ bezeichnet. Es gilt für die Stationarität der Glg. 4.11:

$$\frac{\widetilde{W}_s}{W_{sat}} = \frac{\hat{g}_{ks}(z) - \hat{g}_s(z)}{e^{\hat{g}_s(z)} - 1} \Rightarrow \hat{g}_s(z) = \hat{g}_s[\hat{g}_{ks}(z), \widetilde{W}_s] \quad (4.12)$$

\widetilde{W}_s und $\hat{g}_s(z)$ sind die stationären Werte von $\widetilde{W}(t)$ und $\hat{g}(z, t)$. \hat{g}_s ist also eine Funktion der Eingangsenergie und des Kleinsignalverstärkungskoeffizienten. Der lokale stationäre Verstärkungskoeffizient $\bar{g}_s(z)$ kann daher unter Verwendung von Glg. 4.9 und 4.10 folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$\bar{g}_s(z) = \frac{\partial \hat{g}_s(z)}{\partial z} = \frac{\partial \hat{g}_s}{\partial \hat{g}_{ks}} g_{ks}(z) = \bar{g}_s[g_{ks}(z), \widetilde{W}_s] \quad (4.13)$$

Damit ist auch der lokale stationäre Verstärkungskoeffizient \bar{g}_s von der Eingangsenergie \widetilde{W}_s und der vorgegebenen räumlichen Verteilung der Pumpleistung abhängig, die proportional der Kleinsignalverstärkung ist. In Glg. 4.1 kann man nun $g(z, t)$ durch \bar{g}_s ersetzen und erhält folgende Gleichung, die die Grundlage der numerischen Simulation bildet.

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - i \frac{\lambda^2}{4\pi c} D(z) \frac{\partial^2}{\partial t^2} - i \frac{2\pi n_2(z)}{\lambda A_{eff}(z)} |A(z, t)|^2 + \frac{\alpha_L(z)}{2} - \frac{1}{2} \bar{g}_s[g_{ks}(z), \widetilde{W}_s] \right) A(z, t) = 0 \quad (4.14)$$

¹²Multiplikation der Glg. 4.1 mit A^* , Addition von $(\text{Glg. 4.1})^* \cdot A$ und Integration über z .

Die stationäre Impulsenergie vor der Verstärkerfaser \widetilde{W}_s ist nicht von vornherein festgelegt, sondern muß bei der iterativen numerischen Berechnung der Impulsausbreitung im Resonator bei jedem Umlauf aus der dort vorliegenden Impulsform bestimmt werden. Damit ändert sich außerhalb des Gleichgewichts bei jedem Umlauf auch der Verstärkungskoeffizient. Dies entspricht zwar nicht der langsamen Verstärkungsentwicklung in der Realität, führt aber zur Berechnung des Gleichgewichts, in dem aufgrund der Selbstkonsistenz des Impulses beim Resonatorumlauf auch die Impulsenergie vor dem Verstärker konstant ist.

Auch Zustände nahe dem Gleichgewicht können numerisch erfaßt werden, wenn die räumliche Gleichgewichtsverteilung des Verstärkungskoeffizienten konstant gehalten wird, jedoch die Impulse aus ihrem Gleichgewicht „ausgelenkt“ werden. Eine solche quasistationäre Näherung der Verstärkungsentwicklung ist durch dessen langsame Zeitentwicklung gerechtfertigt.

4.3 Numerische Berechnung der Impulsausbreitung

Die Berechnung der Impulsausbreitung erfolgt durch eine numerische Lösung der Glg. 4.14 für jedes homogene Faserstück ausgehend von der Anfangsbedingung der komplexen Amplitudenfunktion $A(z = 0, t)$ zu Beginn des Faserstücks. Die Amplitudenfunktion ist über einem Zeitfenster der Breite ΔT_F definiert und in 512 Stützstellen diskretisiert. Da der Impuls in einer retardierten Zeit berechnet wird, ruht er in dem Berechnungsfenster und verändert mit der Ausbreitung nur seine Form.¹³

Die Lösung der Glg. 4.14 erfolgt mit Hilfe des bekannten Verfahrens der „split step fourier methode“ (SSFM) [2]. Es nutzt aus, daß die zweite zeitliche Ableitung des Dispersionsterms bei einer Fouriertransformation durch $-\omega^2$ ersetzt wird, also in der Frequenzdomäne besonders einfach zu behandeln ist. Dem gegenüber ist der SPM-Term besonders einfach in der Zeitdomäne zu behandeln. Bei der SSFM wird nun für jeden Schritt der Schrittweite h eine „fast fourier transformation“ (FFT) ausgeführt, dort, in der Frequenzdomäne, unter Vernachlässigung der SPM die GVD berücksichtigt, dann eine Rücktransformation (IFFT) durchgeführt und dort, in der Zeitdomäne, unter Vernachlässigung der GVD die SPM berücksichtigt. Der Verstärkungs- oder Dämpfungsterm kann in jeder der beiden Domänen berücksichtigt werden; hier wurde die Frequenzdomäne gewählt. Die Operationen in den beiden Domänen sind dann konkret:

$$\text{Frequenzdomäne : } A(z + h, \nu) = A(z, \nu) \cdot \exp \left(-i \frac{\pi c}{\nu_0^2} D \nu^2 h - \frac{\alpha_L + \bar{q}_s}{2} h \right) \quad (4.15)$$

$$\text{Zeitdomäne : } A(z + h, t) = A(z, t) \cdot \exp \left(i \frac{2\pi \nu_0}{c} \frac{n_2}{A_{eff}} |A(z, t)|^2 h \right) \quad (4.16)$$

¹³Genauer gesagt ruht der Impuls nur dann, wenn seine Phase in der Impulsspitze eine horizontale Tangente besitzt. Es lassen sich auch bewegte Impulse behandeln, deren Phase in der Impulsspitze dann eine von 0 verschiedene Steigung besitzen. Ursache der Bewegung ist die GVD. Denn der Phasenfaktor $\exp(i\omega_1 t)$ entspricht in der Frequenzdomäne einer Verschiebung der Frequenz von der Zentralfrequenz (hier Null) um ω_1 , so daß durch die GVD eine andere Gruppengeschwindigkeit v_g vorliegt.

Durch das Nacheinanderausführen von GVD und SPM macht man einen Fehler der Ordnung $O(h^2)$. Die Schrittweite ist also genügend klein zu wählen. Die Schrittweitenkontrolle erfolgte hier so, daß zu Beginn der Faser zu dem vorliegenden Impuls die nichtlineare Länge L_{NL} und die Dispersionslänge L_D (s. auch Kap. 2.2) bestimmt wurde. Die Schrittweite wurde dann zu $1/70$ des kleineren der beiden Werte festgelegt. Da in der Verstärkerfaser starke Änderungen der Impulsleistung auftreten, wurde hier die Schrittweitenbestimmung für jeden Schritt neu an L_{NL} und L_D orientiert.

Durch den FFT-Algorithmus wird das Zeitfenster periodisch fortgesetzt, d.h. die im Zeitfenster bewegten Lichtanteile treten an einer Seite aus dem Fenster aus und auf der anderen Seite des Fensters wieder ein. Die bei der Impulsformung abgestrahlten Wellen (sog. dispersiven Wellen) bleiben also im Zeitfenster gefangen und können fortwährend mit dem ruhenden Impuls in Wechselwirkung treten. Um diese Effekte zu vermeiden wurde im Abstand von 246 Diskretisierungspunkten vom Impulszentrum eine Filterung vorgenommen, die die Amplituden innerhalb von etwa 10 Diskretisierungspunkten (1–secht)-förmig abdämpft.

Bei der Verstärkerfaser ist zusätzlich zu beachten, daß der Verstärkungskoeffizient wegen der Sättigung des Verstärkungsmediums räumlich inhomogen ist. Bei der Berechnung des Gleichgewichtsimpulses kann die räumliche Gleichgewichtsverteilung des Verstärkungskoeffizienten verwendet werden. Dieser ist für die Stationarität von Glg. 4.5 gegeben durch:

$$\bar{g}_s(z) = \frac{g_{ks}(z)}{1 + \frac{W_s(z)}{W_{sat}}} \quad (4.17)$$

Um Rechenzeit zu sparen, wird nicht mit der zur genauen Berechnung von $\bar{g}_s(z)$ benötigten Schrittweite vorgegangen, sondern es wird die aus der nichtlinearen und der Dispersionslänge ermittelte Schrittweite h verwendet und der Verlauf von Energie und Verstärkung gesondert berechnet: Dazu wird eine Variable $W_s(z)$ mitgeführt, die zur Berechnung der Verstärkung pro Schrittweite h dient. $W_s(z)$ wird dann mit einer feineren Schrittweite h_w berechnet:

$$W_s(z + h_w) = W_s(z) + W_s(z)\bar{g}_s(z)h_w \quad (4.18)$$

$\bar{g}_s(z + h_w)$ ergibt sich aus $W_s(z + h_w)$ über Glg. 4.17. Nach Berechnung der Verstärkung wird dann ein Schritt der Impulsausbreitung durchgeführt.

4.4 Laserratengleichungen

Ausgehend von den numerischen Berechnungen der Impulsausbreitung und der Gleichung für die Verstärkerdynamik 4.11 lassen sich Gleichungen für die langsame zeitliche Entwicklung von Verstärkung und Impulsenergie ableiten, die den bekannten Laserratengleichungen entsprechen. In diesen wird die räumliche Ausdehnung des Lasers eliminiert. Um die hier behandelte räumliche Struktur auf dieses „punktförmige“ Modell abzubilden, muß die Energie an einem

Referenzpunkt in das Modell eingehen. Der Verstärkungskoeffizient kann folgendermaßen als Gesamtverstärkungskoeffizient der Verstärkerfaser der Länge L definiert werden:

$$\tilde{g}(t) = \hat{g}(L, t) \quad (4.19)$$

Ebenso gilt $\tilde{g}_{ks} = \hat{g}_{ks}(L)$. Die Gesamtverstärkung im Resonator berechnet sich zu $G(t) = e^{\tilde{g}(t)}$. Mit $z = L$ ergibt sich aus Glg. 4.11 dann folgende Differentialgleichung für die zeitliche Dynamik des Gesamtverstärkungskoeffizienten.

$$\boxed{\frac{\partial \tilde{g}(t)}{\partial t} = \frac{1}{\tau_2} \left[\tilde{g}_{ks} - \tilde{g}(t) - (e^{\tilde{g}(t)} - 1) \cdot \frac{\widetilde{W}(t)}{W_{sat}} \right]} \quad (4.20)$$

Es wurde hier als Referenzpunkt der Punkt vor der Verstärkerfaser gewählt. Die Impulsenergie an diesem Ort wird mit $\widetilde{W}(t)$ bezeichnet. Glg. 4.20 stellt eine der beiden Laserratengleichungen dar (Verstärkungs-Ratengleichung). Der Gesamtverstärkungskoeffizient $\tilde{g}(t)$ beschreibt den Energiezuwachs des Lichtes in der Verstärkerfaser. Im stationären Zustand des Lasers kompensiert er genau die Resonatorverluste und bestimmt daher die Resonatorenergie. \tilde{g} reagiert nur auf die Gesamtenergie im Resonator. Konkurrierende Zustände sättigen daher *gemeinsam* durch die Summe ihrer Energien die Verstärkung. Der Wettbewerb zwischen den Regimen wird deshalb durch ihre unterschiedlichen Verluste im Resonator entschieden.

Die Laserratengleichung für die Energie läßt sich folgendermaßen ableiten: Nach den in Kap. 4.2 angestellten Überlegungen läuft die Impulsentwicklung auf einer viel schnelleren Zeitskala ab als die Entwicklung des Verstärkungskoeffizienten. Zu jedem Zeitpunkt der langsamen Verstärkerentwicklung liegt daher ein momentaner Gleichgewichtsimpuls vor, der quasi instantan den Änderungen der Verstärkung folgt. In diesem momentanen Gleichgewicht bestimmt die Verstärkung eindeutig Impulsenergie, Impulsform und damit auch die impulspezifische Transmission¹⁴ im Resonator, dadurch daß Verluste und Verstärkung einander kompensieren.

Im Gegensatz zur impulspezifischen Transmission verschiedener Elemente im Resonator sind der Verstärkungskoeffizient \tilde{g} und die konstanten Verluste l (durch Spleiße, Koppler etc.) für alle Signale gleichermaßen wirksam. Im Hinblick auf einen Vergleich von cw-Licht geringer Intensität und Impulsen läßt sich der impulspezifische Anteil an der Gesamttransmission als Verstärkungskoeffizient γ für Impulse definieren, der dann den Transmissionsvorteil gegenüber cw-Licht geringer Intensität beschreibt. Für die Transmission von Impulsen (T_p) bzw. cw-Licht geringer Intensität (T_{cw}) gilt dann:

$$\begin{aligned} \text{Impulse : } \ln(T_p) &= \tilde{g} - l + \gamma \\ \text{cw - Licht : } \ln(T_{cw}) &= \tilde{g} - l \end{aligned} \quad (4.21)$$

¹⁴z.B. Transmission durch den sättigbaren Absorber oder durch spektrale Filter

γ soll hier in Anlehnung an Namiki et al. [70] als *dynamischer Verstärkungskoeffizient* bezeichnet werden. Pro Resonatorumlaufzeit T_R erhält man nun folgende Energieänderung:

$$\frac{\widetilde{W}((n+1)T_R) - \widetilde{W}(nT_R)}{T_R} = \frac{\Delta \widetilde{W}_n}{\Delta t} = \frac{1}{T_R} (e^{\tilde{g}-l+\gamma} - 1) \widetilde{W}(nT_R) \quad (4.22)$$

n numeriert die Resonatorumläufe. In der Nähe des Gleichgewichtes gilt dann:

$$\frac{\Delta \widetilde{W}_n}{\Delta t} \approx \frac{1}{T_R} (\tilde{g} - l + \gamma) \widetilde{W}_n \quad (4.23)$$

Im Gleichgewichtszustand ist $\Delta \widetilde{W}_n = 0$ und es gilt $\gamma = l - \tilde{g}_s$. Diese Beziehung gibt die Meßvorschrift für den dynamischen Verstärkungskoeffizienten vor. Aus dem numerisch berechneten Gleichgewichtszustand des Lasers, bei dem die volle räumliche Impulsentwicklung berücksichtigt wurde, kann also der dynamische Verstärkungskoeffizient durch „Messung“ von \tilde{g}_s bestimmt werden. Da die Impulsform eindeutig festliegt, kann γ als eine Funktion der Impulsenergie parametrisiert werden.

$$\gamma = \gamma(\widetilde{W}) \quad (4.24)$$

Im Rahmen der quasistationären Näherung der Verstärkungsentwicklung, wenn also der Verstärkungskoeffizient in der Nähe des Gleichgewichtes gleich demjenigen im Gleichgewicht gesetzt wird ($\tilde{g}(t) = \tilde{g}_s$), besitzt der im Gleichgewicht bestimmte Zusammenhang $\gamma(\widetilde{W})$ auch für Zustände in der Nähe des Gleichgewichts Gültigkeit. Dadurch läßt sich nun aus Glg. 4.23 durch einen Kontinuumsübergang die Ratengleichung für die Energie ableiten:

$$\boxed{\frac{\partial \widetilde{W}(t)}{\partial t} = \frac{1}{T_R} \left[\tilde{g}(\widetilde{W}(t)) - l + \gamma(\widetilde{W}(t)) \right] \cdot \widetilde{W}(t)} \quad (4.25)$$

Diese Gleichung entspricht der bekannten Laserratengleichung für die Energie bzw. Photonenanzahl eines cw-Lasers [82, 53] ergänzt durch den dynamischen Verstärkungskoeffizienten. Die Besonderheiten von Impulsen erscheinen hier nur noch in Form des dynamischen Verstärkungskoeffizienten.

Die langsame zeitliche Entwicklung eines APM-Lasers wird nun durch die beiden Ratengleichungen 4.20 und 4.25 beschrieben. Ähnliche Gleichungen werden auch in [70] angegeben, jedoch wird hier der dynamische Verstärkungskoeffizient aus der Simulation eines räumlich ausgedehnten Resonators gewonnen, so daß er im Bezug auf experimentell realisierbare APM-Laser klar definiert ist. Als ein weiterer Unterschied zum rein punktförmigen Modell Namikis erscheint aufgrund der Integration von $\bar{g}(z)$ in der Verstärkungs-Ratengleichung 4.20 der Term $(e^{\tilde{g}} - 1)$ anstatt des \tilde{g} in [70]. Ferner kann hier eine räumlich inhomogene Pumprate berücksichtigt werden.

4.4.1 Stationäre Zustände und ihre Stabilität

Der stationäre Zustand des Lasers ergibt sich nach Glg. 4.20 und 4.25 zu:

$$0 = \tilde{g}_s - l + \gamma_s \quad (4.26)$$

$$\frac{\tilde{W}_s}{W_{sat}} = \frac{\tilde{g}_{ks} - \tilde{g}_s}{e^{\tilde{g}_s} - 1} \quad (4.27)$$

Hierbei ist $\gamma_s = \gamma(\tilde{W}_s)$. Der Graph des stationären Verstärkungskoeffizienten $\tilde{g}_s(\tilde{W}_s)$, der durch Glg. 4.27 implizit gegeben ist, ist in Abb. 4.2 dargestellt. Wie man erkennt, fällt er monoton mit der Energie ab. Im Grenzfall starker Sättigung ($\tilde{g}_s \ll 1$) geht Glg. 4.27 über in:

$$\tilde{g}_s \approx \frac{\tilde{g}_{ks}}{1 + \frac{\tilde{W}_s}{W_{sat}}} \quad (4.28)$$

Dieser Grenzfall ist zum Vergleich ebenfalls in Abb. 4.2 dargestellt. Er entspricht dem stationären Verstärkungskoeffizienten des rein punktförmigen Modells von Namiki et al. [70]. Das hier vorgestellte räumliche Modell liefert also im praktisch relevanten mittleren Sättigungsbereich Korrekturen gegenüber dem punktförmigen Modell.

Die Zeitkonstante, mit der der Verstärkungskoeffizient bei einer Auslenkung aus dem stationären Zustand um $\Delta\tilde{g}$ wieder gegen diesen relaxiert, ergibt sich bei konstantem \tilde{W} nach Glg. 4.20 zu:

$$\tilde{\tau} = \frac{\tau_2}{1 + \frac{\tilde{W}}{W_{sat}} e^{\tilde{g}_s}} \quad (4.29)$$

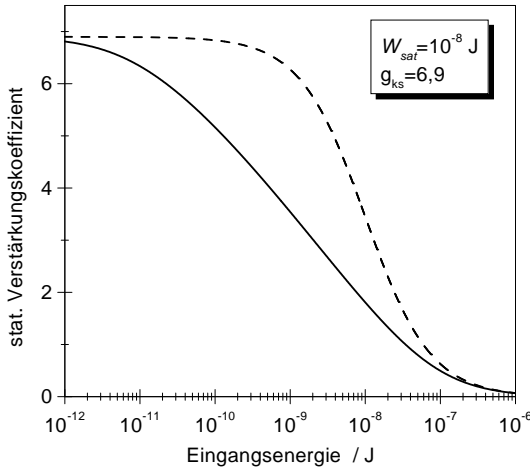


Abb. 4.2: Graph des stationären Verstärkungskoeffizienten \tilde{g}_s in Abhängigkeit von der Eingangsenergie \tilde{W}_s . Gestrichelt ist die Näherung für eine starke Sättigung eingezeichnet.

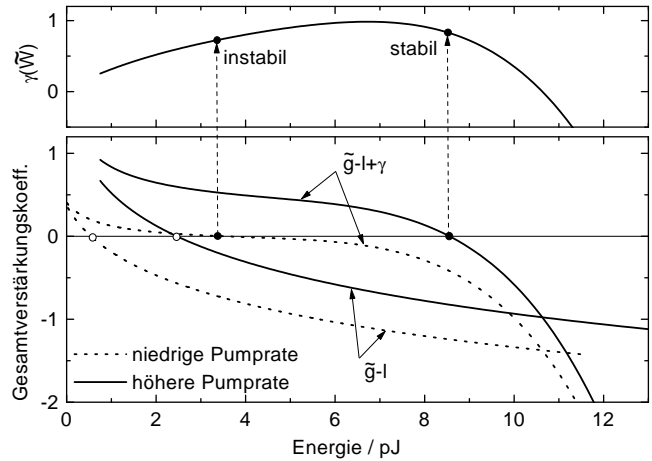


Abb. 4.3: Dynamischer Verstärkungskoeffizient und Netto-Verstärkungskoeffizienten für cw-Licht ($\tilde{g} - l$) und für einen ps-Impuls ($\tilde{g} - l + \gamma$) bei zwei verschiedenen Pumpraten. Die markierten Punkte entsprechen den Gleichgewichtszuständen.

Am Beispiel einer typischen Kurve des dynamischen Verstärkungskoeffizientens lassen sich die verschiedenen Gleichgewichtszustände diskutieren: In Abb. 4.3 sind die Gleichgewichtszustände von cw-Licht und ps-Impuls für zwei verschiedene Pumpraten ($\sim \tilde{g}_{ks}$) anhand der

Verläufe der Netto-Verstärkungskoeffizienten $\tilde{g} - l$ bzw. $\tilde{g} - l + \gamma$ veranschaulicht. Die Gleichgewichtszustände werden durch die Nullstellen der Netto-Verstärkungskoeffizienten bestimmt. Voraussetzung für die Entstehung eines ps-Impulses ist, daß der dynamische Verstärkungskoeffizient nicht kleiner als Null ist. Daraus resultiert eine höhere Energie im Gleichgewichtszustand. Die bei gleicher Energie niedrigere Nettoverstärkung für cw-Licht legt nahe, daß bei einer Störung des ps-Impulszustandes durch kleine cw-Licht-Anteile diese den Wettbewerb gegen den ps-Impuls verlieren müssen.

Zur Analyse der Stabilität der stationären Punkte des Laserratengleichungssystems wird die Störungsrechnung erster Ordnung herangezogen. Im Detail wird dies in Anhang D durchgeführt. Die stationären Punkte sind:

- $\tilde{W}_s = 0$ und $\tilde{g}_s = \tilde{g}_{ks}$: Der Laser schwingt weder im cw- noch im Impulszustand an. Er befindet sich unterhalb der Laserschwelle. Dieser Zustand ist stabil, wenn $\gamma + \tilde{g} < l$ gilt.
- $\gamma = \text{const} = 0$, $\tilde{g}_s = l$ und \tilde{W}_s gemäß Glg. 4.27: In diesem Fall entsprechen die Laserratengleichungen denen für cw-Licht. Die Störungsrechnung für cw-Licht ergibt Stabilität, wenn $l < \tilde{g}_{ks}$ gilt. Auslenkungen aus dem Gleichgewicht führen gegebenenfalls über Relaxationsoszillationen zum Gleichgewicht zurück (vgl.[53]).
- $\gamma \neq 0$, $g - l + \gamma = 0$ und W_s gemäß Glg. 4.27: Dies ist der Fall eines ps-Impulses. Er ist stabil, wenn

$$\gamma' = \left. \frac{d\gamma}{dW} \right|_{W_s} < 0 \quad (4.30)$$

oder wenn

$$\gamma' > 0 \quad \text{und} \quad \gamma' < x \quad \text{mit} \quad x = \frac{T_R}{\tau_2} \frac{1}{W_s} (1 + \tilde{g}_{ks} - \tilde{g} + \frac{\tilde{W}_s}{W_{sat}}) \quad (4.31)$$

$$\text{und} \quad \gamma' < y \quad \text{mit} \quad y = - \left. \frac{d\tilde{g}}{dW} \right|_{W_s} = \frac{1}{W_s} \cdot \frac{\tilde{g}_{ks} - \tilde{g}}{1 + \tilde{g}_{ks} - \tilde{g} + \frac{\tilde{W}_s}{W_{sat}}} \quad (4.32)$$

Im Fall $\gamma' > 0$ und wenn die Impulsenergie nicht sehr viel kleiner als W_{sat} ist, ist die Zusatzbedingung Unglg. 4.31 wegen des Faktors $T_R/\tau_2 = 5 \cdot 10^{-5}$ eine stärkere Bedingung als Unglg. 4.32. Unglg. 4.31 wird für Energien kleiner als die Maximalstelle von $\gamma(\tilde{W})$ relativ schnell nicht mehr erfüllt, da γ' sich mit \tilde{W} rasch um viele Zehnerpotenzen ändert, während $x \sim 1/\tilde{W}$ sich nur langsam mit \tilde{W} ändert. Der Stabilitätsbereich liegt also im Bereich negativer Steigung von γ und reicht knapp in den Bereich positiver Steigung hinein.

Das dynamische Verhalten von Verstärkungskoeffizient und Impulsenergie, beschrieben durch Glg. 4.25 und Glg. 4.20, kann numerisch berechnet werden. Je nach Anfangswert ergeben sich verschiedene Tajektorien, die die zeitliche Entwicklung von \tilde{g} und \tilde{W} beschreiben. Im linken Teil der Abb. 4.4 sind beispielhaft einige Trajektorien für den Fall eines stabilen ps-Impulszustandes dargestellt. Man erkennt, daß die verschiedenen Trajektorien alle zu dem-

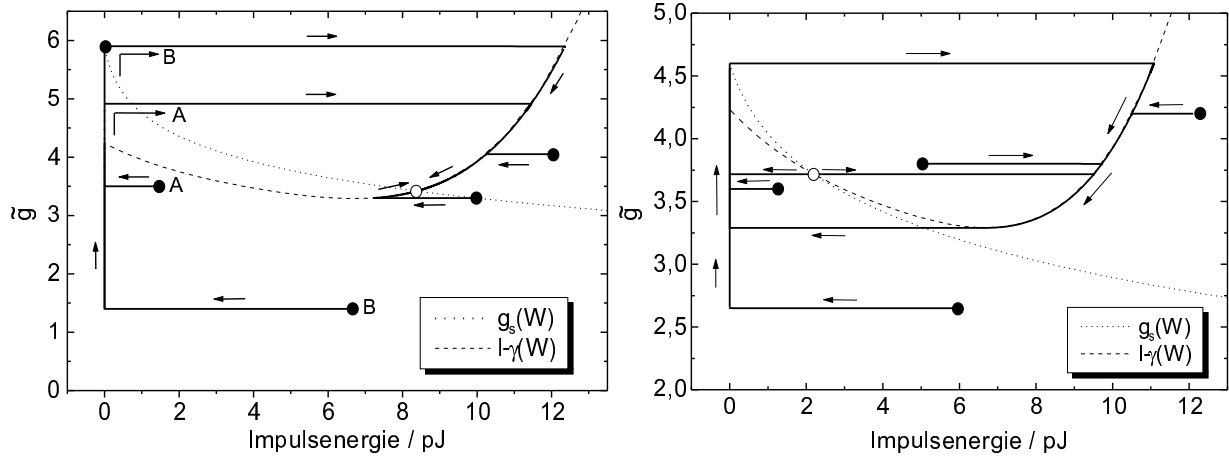


Abb. 4.4: Links: Konvergenz gegen einen stabilen stationären Impulszustand für verschiedene Startpunkte in der \tilde{g} - \tilde{W} -Ebene. Rechts: Fall eines instabilen stationären Impulszustandes für verschiedene Startpunkte in der \tilde{g} - \tilde{W} -Ebene. Startpunkte sind durch schwarze Kreise, der stationäre Punkt durch einen weißen Kreis, die Trajektorien durch durchgezogene Linien und die Zeitrichtung durch Pfeile dargestellt.

selben stabilen Endzustand führen. Ferner sind zwei Hilfslinien eingezeichnet: zum einen die Funktion des stationären Verstärkungskoeffizientens $\tilde{g}_s(\tilde{W}_s)$, oberhalb der sich \tilde{g} mit der Zeit verringert, und unterhalb der \tilde{g} zeitlich anwächst; zum anderen die Funktion $l - \gamma(\tilde{W})$, oberhalb der die Energie zeitlich anwächst, und unterhalb der sie sich zeitlich verringert. Der Schnittpunkt der beiden Hilfslinien legt den stabilen Zustand fest. Die Trajektorien verlaufen zunächst horizontal, was der durch Glg. 4.25 beschriebenen schnellen Energieentwicklung, auf einer durch T_R bestimmten Zeitskala entspricht, und münden dann in die Hilfslinie $l - \gamma$ oder die Gerade $\tilde{W} = 0$. Die langsame Verstärkungsentwicklung auf der durch τ_2 bestimmten Zeitskala führt dann zu einem Verlauf der Trajektorie entlang dieser Linien.

Der rechte Teil von Abb. 4.4 zeigt die Trajektorien für den Fall eines instabilen stationären ps-Impulszustandes. Hier weichen die Trajektorien im Minimum von $l - \gamma$ von dieser Hilfslinie ab und verlaufen horizontal bis zur Geraden $\tilde{W} = 0$. In Folge wird eine geschlossene Trajektorie durchlaufen, die als Attraktor aller Trajektorien wirkt. Es wird ein Zyklus durchlaufen, bei dem Impulsenergie und Verstärkungskoeffizient sich periodisch ab- und wiederaufbauen.

4.4.2 Berechnung des dynamischen Verstärkungskoeffizientens

Die Bestimmung der Funktion des dynamischen Verstärkungskoeffizientens $\gamma(\tilde{W})$ erfolgt nach einer Berechnung des Gleichgewichtsimpulses mit Hilfe von Glg. 4.26. Durch Variation der Pumprate (bzw. des Kleinsignalverstärkungskoeffizienten \tilde{g}_{ks}) erhält man jeweils Wertepaare (γ, \tilde{W}) , die den funktionalen Zusammenhang $\gamma(\tilde{W})$ ergeben.

Wie im vorherigen Abschnitt dargelegt wurde, wird dem Berechnungsverfahren die stationäre Lösung für den Verstärkungskoeffizienten zugrunde gelegt. Mit der Methode der Störungsrechnung 1.Ordnung läßt sich nun auch der Algorithmus der Simulationsrechnung auf

Stabilität hin untersuchen: In der Nähe des stationären Zustandes kann $\Delta\tilde{g}_n/\Delta\tilde{W}_n$ durch die Ableitung $d\tilde{g}_s/d\tilde{W}$ ersetzt werden. Aufgrund der vorgegebenen Funktion $\tilde{g}(\tilde{W})$ beschränkt sich die Stabilitätsuntersuchung auf die Energieratengleichung Glg. 4.25. Es ergibt sich folgende Differentialgleichung für die Abweichung $\Delta\tilde{W}$ von der stationären Energie:

$$\frac{d\Delta\tilde{W}}{dt} = \frac{1}{T_R} \left(\left. \frac{d\tilde{g}}{d\tilde{W}} \right|_{\tilde{W}_s} + \left. \frac{d\gamma}{d\tilde{W}} \right|_{\tilde{W}_s} \right) \tilde{W}_s \Delta\tilde{W} \quad (4.33)$$

Stabilität wird erreicht, wenn der Klammerausdruck negativ wird. Dies entspricht der Bedingung in Glg. 4.32. Da $d\tilde{g}/d\tilde{W}$ stets negativ ist (s. Abb. 4.2) und diese Bedingung schwächer ist als diejenige in Glg. 4.31, wird der Stabilitätsbereich weiter in den positiven Bereich von γ' verschoben. Die Simulationsrechnung liefert also neben den in der Realität stabilen Zuständen auch solche, die in der Realität instabil sind. Anhand der Stabilitätskriterien 4.30 und 4.31 kann jedoch über die Stabilität des berechneten Zustandes entschieden werden.

Das Berechnungsverfahren erlaubt es demnach, den dynamischen Verstärkungskoeffizienten auch für einen gewissen Instabilitätsbereich zu berechnen. Auch bei niedrigeren Energien, bei denen $\gamma' > 0$ gilt, wird eine Gleichgewichts-Impulsform gefunden. Außerhalb des Bereichs stabiler Impulse ist $\gamma(\tilde{W})$ nicht mehr als Verstärkungsvorteil eines stabil existierenden Optimalimpulses aufzufassen, sondern eines hypothetischen Impulses der Energie \tilde{W} mit maximaler Nettoverstärkung. Das hier vorgestellte Berechnungsverfahren für γ eignet sich nicht zur Bestimmung des gesamten γ -Verlaufs. Insbesondere bei kleinen Energien und im Bereich negativer Werte von γ kann kein Impulsgleichgewicht numerisch erzielt werden. Allenfalls kann der Verlauf von γ extrapoliert werden, um evtl. Rückschlüsse auf das Startverhalten des Lasers zu ziehen.

Ein alternatives Berechnungsverfahren, für das stets $d\tilde{g}/d\tilde{W} = 0$ gilt, sieht folgendermaßen aus: Die Gesamtverstärkung wird vorgegeben und konstant gehalten. Anhand der Formel 4.27 für die Gleichgewichtsverstärkung wird die zur momentanen Energie passende Kleinsignalverstärkung berechnet, so daß die lokale Änderung des Verstärkungskoeffizienten derjenigen im Gleichgewicht entspricht. Dieses Verfahren berechnet nur in der Realität stabile Zustände mit $\gamma' < 0$. Nachteilig ist das schlechte Konvergenzverhalten: Startimpulse dürfen nicht sehr weit vom Gleichgewichtsimpuls abweichen.

4.5 Konkurrenz und Koexistenz verschiedener Regime

In faseroptischen APM-Lasern sind verschiedene konkurrierende bzw. koexistierende Zustände möglich: Neben cw-Licht und dem einzelnen ps-Impuls können auch Zustände mehrerer ps-Impulse sowie mit ps-Impulsen koexistierendes cw-Licht realisiert werden. Ferner sind rechteckförmige ns-Impulse sowie deren Koexistenz mit ps-Impulsen beobachtbar. Um die Dynamik verschiedener Zustände korrekt zu beschreiben, ist es erforderlich, für jeden Zustand eine se-

parate Energieratengleichung mit einem spezifischen dynamischen Verstärkungskoeffizienten $\gamma_i(\widetilde{W}_i)$ aufzustellen. Der Wettbewerb der verschiedenen Zustände wird durch die Kopplung aller Energieratengleichungen über den Verstärkungskoeffizienten \tilde{g} und dessen Differentialgleichung beschrieben. Das Verstärkungsmedium unterscheidet nicht die einzelnen Energien \widetilde{W}_i , sondern sättigt durch die Summe aller Energieanteile. Dadurch setzt sich der Zustand mit maximalem Netto-Verstärkungskoeffizienten durch. Im folgenden sollen exemplarisch die Fälle „cw-Licht und ps-Impuls“, „mehrere ps-Impulse“ und „Rechteckimpuls und ps-Impulse“ beschrieben werden.

4.5.1 cw-Licht und ps-Impuls

In diesem Fall sind drei Differentialgleichungen für die Energie \widetilde{W}_c des cw-Lichtes (geringer Intensität), die Energie \widetilde{W}_p des ps-Impulses und den Verstärkungskoeffizienten \tilde{g} zu berücksichtigen:

$$\frac{d\widetilde{W}_c}{dt} = \frac{1}{T_R} [\tilde{g} - l] \cdot \widetilde{W}_c \quad (4.34)$$

$$\frac{d\widetilde{W}_p}{dt} = \frac{1}{T_R} [\tilde{g} - l + \gamma(\widetilde{W}_p)] \cdot \widetilde{W}_p \quad (4.35)$$

$$\frac{d\tilde{g}}{dt} = \frac{1}{\tau_2} \left[\tilde{g}_{ks} - \tilde{g} - (e^{\tilde{g}} - 1) \cdot \frac{\widetilde{W}_c + \widetilde{W}_p}{W_{sat}} \right] \quad (4.36)$$

Von besonderem Interesse sind wiederum die stationären Punkte $(\widetilde{W}_{cs}, \widetilde{W}_{ps}, \tilde{g}_s)$ und ihre Stabilität gegenüber Störungen. In Tab. 4.1 sind diese zusammen mit den Stabilitätskriterien aufgelistet. Letztere resultieren aus einer Störungsrechnung 1.Ordnung (im Fall 2 auch 2.Ordnung) für das DGL-System.

Fall	Stationaritätsbedingung	Bedeutung	Stabilitätsbedingung
1.	$\widetilde{W}_{cs} = 0, \widetilde{W}_{ps} = 0, \tilde{g}_s = \tilde{g}_{ks}$	kein Licht	$\gamma_s + \tilde{g}_{ks} < l$ und $\tilde{g}_{ks} < l$
2.	$\widetilde{W}_{cs} \neq 0, \widetilde{W}_{ps} = 0, \tilde{g}_s = l,$ $\tilde{g}_s = \tilde{g}_s(\widetilde{W}_{cs})$ gemäß Glg. 4.27	cw-Licht	$\gamma_s = \gamma(0) < 0$ oder $(\gamma_s = 0 \text{ und } \gamma' < 0)$
3.	$\widetilde{W}_{cs} = 0, \widetilde{W}_{ps} \neq 0, \tilde{g}_s = l - \gamma_s,$ $\tilde{g}_s = \tilde{g}_s(\widetilde{W}_{ps})$ gemäß Glg. 4.27	Impuls	$\gamma_s > 0$ und Bedingungen Glg. 4.30 bis 4.32
4.	$\widetilde{W}_{cs} \neq 0, \widetilde{W}_{ps} \neq 0, \tilde{g}_s = l, \gamma_s = 0,$ $\tilde{g}_s = \tilde{g}_s(\widetilde{W}_{cs} + \widetilde{W}_{ps})$ gemäß Glg. 4.27	cw + Impuls	$\gamma' < 0$

Tab. 4.1: Stationäre Punkte und ihre Stabilität für das DGL-System Glg. 4.34 bis 4.36.

Im Fall 1 überwiegen die Verluste gegenüber jeglicher Verstärkung, so daß weder cw-Licht noch Impulse generiert werden können. Der Laser befindet sich unterhalb der Laserschwelle.

Fall 3 in Tab. 4.1 beschreibt den Impulszustand. Im Vergleich zu dem in Kap. 4.4.1 behandelten DGL-System für \tilde{g} und \widetilde{W} , muß hier zusätzlich zu den Stabilitätsbedingungen 4.30 bis

4.32 $\gamma_s > 0$ gelten.

Das cw-Regime (Fall 2) ist im Hinblick auf das Startverhalten von ps-Impulsen interessant. Man beobachtet nämlich im Experiment, daß eine Startschwelle und ein Hystereseverhalten auftritt, derart, daß bei einer bestimmten Pumprate zunächst cw-Licht stabil existiert und nach Überschreiten der Impuls-Startschwelle bei Erhöhung der Pumprate und nachfolgender Reduzierung der Pumprate auf den alten Wert ps-Impulse stabil existieren. In dem hier vorgestellten Modell entspricht ein solches Verhalten der Stabilität sowohl des cw- als auch des Impulszustandes bei gleichem \tilde{g}_{ks} . Nach Tab. 4.1 kommt es auf den funktionalen Verlauf des dynamischen Verstärkungskoeffizienten an: Im allgemeinen verschwindet der dynamische Verstärkungskoeffizient an der Stelle $\tilde{W} = 0$, da dann die Kerrnichtlinearität, die für die Schaltkennlinie des interferometrischen Absorbers verantwortlich ist, nicht wirksam wird. Die Störungsrechnung 1.Ordnung liefert für diesen Fall ein indifferentes Gleichgewicht: Eine Störung $\Delta\tilde{W}_p$ bleibt zeitlich bestehen. Mit der Störungsrechnung zweiter Ordnung läßt sich zeigen, daß Stabilität herrscht, wenn die Steigung von γ negativ ist. Um Stabilität für cw-Licht (Fall 2) und ps-Impuls (Fall 3) zu erreichen muß $\gamma(\tilde{W}_p)$ also qualitativ etwa den in Abb. 4.5 dargestellten Verlauf aufweisen. An den Stellen $\tilde{W}_p = 0$ und $\tilde{W}_p = \tilde{W}_{ps}$ hat γ negative Steigung.

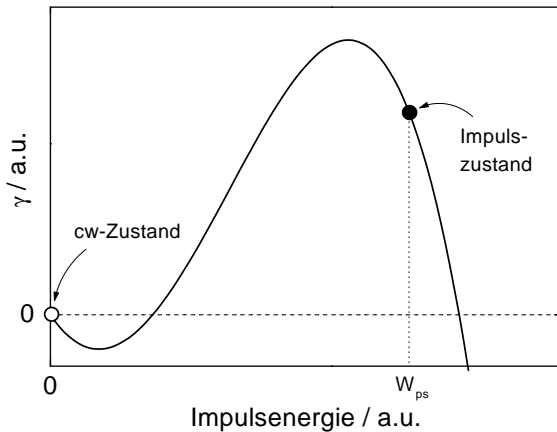


Abb. 4.5: Qualitativer Verlauf des dynamischen Verstärkungskoeffizienten für Stabilität sowohl des cw-Zustandes als auch des Impuls-Zustandes.

Bei $\tilde{W}_p = 0$ ist dies durch einen negativen Phasenoffset des sättigbaren Absorbers denkbar, so daß ansteigende Impulsenergien zunächst eine Transmissionsverminderung bewirken. Eine Startschwelle wird jedoch auch bei positivem Phasenoffset beobachtet, wenn also $\gamma'(0) > 0$. Als Ursachen dafür werden in der Literatur [43, 8] räumliches Lochbrennen oder Nebenreflexionen im Resonator diskutiert. In diesem Modell würde das folgendes bedeuten: Sind die impulspezifischen Verluste an Impulsenergie durch störende Reflexionen höher als die dynamische Verstärkung des sättigbaren Absorbers, wie es beispielsweise im Bereich um den Punkt $(\gamma = 0, \tilde{W} = 0)$ der Fall ist, so resultiert insgesamt ein negatives γ . Inwieweit jedoch in dem hier vorgestellten Modell durch Reflexionen eine negative Steigung von γ zustande kommen kann, ist noch nicht vollständig geklärt.

Fall 4 beschreibt die Koexistenz von cw-Licht mit einem ps-Impuls. Es muß $\gamma_s = 0$ gelten, da

sonst einer der beiden Zustände mehr Nettoverstärkung besäße als der andere. Für die Stabilität dieses Zustandes gilt die im Vergleich zum reinen Impulszustand (s. Fall 3) stärkere Bedingung $\gamma' < 0$. Der Laser gelangt in einen solchen Zustand, indem vom ps-Impuls-Gleichgewicht ausgehend die Pumprate erhöht wird. Dadurch erhöht sich auch die Impulsenergie. Wegen des typischerweise konvexen Kurvenverlaufs von $\gamma(\widetilde{W})$ verringert sich schließlich der dynamische Verstärkungskoeffizient bis er den Wert Null erreicht. Wird die Pumprate über diesen Punkt hinaus erhöht, so fließt alle weitere Energie in einen wachsenden cw-Licht-Anteil.

4.5.2 Mehrere Impulse

Der Fall zweier Impulse wird durch folgendes DGL-System beschrieben:

$$\frac{d\widetilde{W}_{p1}}{dt} = \frac{1}{T_R} \left[\tilde{g} - l + \gamma_1(\widetilde{W}_{p1}) \right] \cdot \widetilde{W}_{p1} \quad (4.37)$$

$$\frac{d\widetilde{W}_{p2}}{dt} = \frac{1}{T_R} \left[\tilde{g} - l + \gamma_2(\widetilde{W}_{p2}) \right] \cdot \widetilde{W}_{p2} \quad (4.38)$$

$$\frac{d\tilde{g}}{dt} = \frac{1}{\tau_2} \left[\tilde{g}_{ks} - \tilde{g} - (e^{\tilde{g}} - 1) \cdot \frac{\widetilde{W}_{p1} + \widetilde{W}_{p2}}{W_{sat}} \right] \quad (4.39)$$

Hierbei sind \widetilde{W}_{p1} und \widetilde{W}_{p2} die Energien der beiden Impulse. Es soll hier nur ein einziger Impulsformungsmechanismus vorliegen, d.h. es gibt nur eine optimale Impulsform, so daß für beide Impulse die gleiche γ -Funktion ($\gamma_1(\widetilde{W}) = \gamma_2(\widetilde{W}) = \gamma$) gilt. Die Wechselwirkung der beiden Impulse geschieht also nur über das Verstärkungsmedium und wird durch Glg. 4.39 beschrieben. Es gibt dann drei stationäre Punkte des DGL-Systems, die in Tab. 4.2 aufgeführt sind.

Fall	Stationaritätsbedingung	Bedeutung	Stabilitätsbedingung
1.	$\widetilde{W}_{ps1} = 0, \widetilde{W}_{ps2} = 0, \tilde{g}_s = \tilde{g}_{ks}$	kein Licht	$\gamma(\widetilde{W}_{psi}) + \tilde{g}_{ks} < l$ (für $i = 1; 2$) und $\tilde{g}_{ks} < l$
2.	$\widetilde{W}_{ps1} \neq 0, \widetilde{W}_{ps2} = 0, g_s = l - \gamma(\widetilde{W}_{ps1}),$ $\tilde{g}_s = \tilde{g}_s(\widetilde{W}_{ps1})$ gemäß Glg. 4.27	Einzel- Impuls	$\gamma(\widetilde{W}_{ps1}) > 0$ und Bed. Glg. 4.30 - 4.32 mit $\widetilde{W}_s = \widetilde{W}_{ps1}$
3.	$\widetilde{W}_{ps1} = \widetilde{W}_{ps2} \neq 0, g_s = l - \gamma(\widetilde{W}_{ps1}),$ $\tilde{g}_s = \tilde{g}_s(2 \cdot \widetilde{W}_{ps1})$ gemäß Glg. 4.27	zwei Impulse	$\gamma' < 0$ und Bed. Glg. 4.30 - 4.32 mit $\widetilde{W}_s \rightarrow 2\widetilde{W}_{ps1}$ und $\gamma' \rightarrow \gamma'/2$

Tab. 4.2: Stationäre Punkte und ihre Stabilität für das DGL-System Glg. 4.37 bis 4.39.

Im Fall zweier Impulse gilt mit $\gamma' < 0$ eine etwas schärfere Bedingung als sich bei der Stabilitätsanalyse des Einzelimpulsfalls ergibt. Ganz analog läßt sich auch der Fall von n Impulsen (DGL-System mit $(n+1)$ Gleichungen) analysieren. Es ergeben sich die gleichen Bedingungen, allerdings müssen nun in der Stabilitätsbedingung in den Glgn. 4.30 - 4.32 folgende Ersetzungen vorgenommen werden: $\widetilde{W}_s \rightarrow n\widetilde{W}_{ps1}$ und $\gamma' \rightarrow \gamma'/n$.

In der Tat werden im Experiment bei faseroptischen APM-Lasern Mehrfach-Impulszustände beobachtet (s. Abschnitt 3.3). Bei Reduzierung der Pumprate beobachtet man das sukzessive Verschwinden einzelner Impulse. Die Energie pro Impuls variiert bei großem n dann nur in kleinem Maße. Dieses Verhalten kann mit dem hier diskutierten Modell beschrieben werden: Ein Zustand mit n Impulsen und der Gesamtenergie \widetilde{W}_n besteht aus Impulsen der Energie \widetilde{W}_n/n . Zum Vergleich von Zuständen verschiedener Impulsanzahl, läßt sich der dynamische Verstärkungskoeffizient gegen \widetilde{W}_n auftragen. Für $n=1$ bis 5 sind in Abb. 4.6 beispielhaft diese Kurven dargestellt. Die Schnittpunkte der $(l - \tilde{g})$ -Kurve mit den γ -Kurven entsprechen der

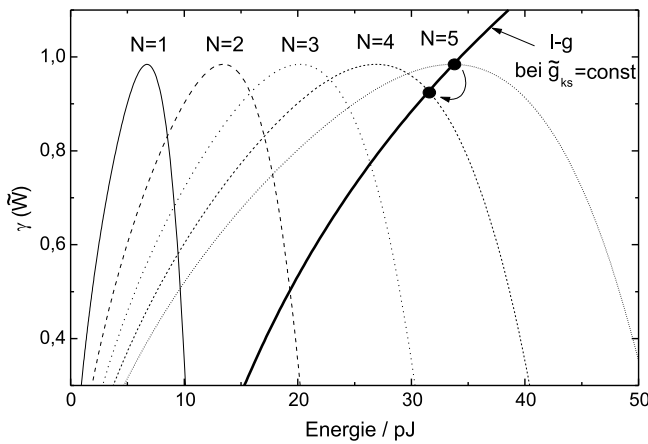


Abb. 4.6: Dynamische Verstärkungskoeffizienten für Mehrfach-Impulszustände mit 1 bis 5 Impulsen. Ferner ist der Übergang vom 5- zum 4-Impulszustand eingezeichnet.

Stationaritätsbedingung $\gamma + \tilde{g}(\widetilde{W}_n) - l = 0$. Auf der $(l - \tilde{g})$ -Kurve ist die Pumprate konstant. Sie wird durch Erniedrigung der Pumprate so verändert, daß sich der Schnittpunkt mit der jeweiligen γ -Kurve zu niedrigen Energien verschiebt. Wird dabei der Stabilitätsbereich ($\gamma' < 0$) des n -Impulszustandes verlassen, so wird der nächstgünstigste Zustand, der $(n - 1)$ -Impulszustand, realisiert. Der Energiebereich für einen n -Impulszustand, der bei Reduzierung der Pumprate durchlaufen wird, reicht also vom Schnittpunkt der durch das Maximum von $\gamma(\widetilde{W}_{n+1})$ laufenden $(l - \tilde{g})$ -Kurve mit $\gamma(\widetilde{W}_n)$ bis zum Maximum von $\gamma(\widetilde{W}_n)$. Auf einen Impuls bezogen wird dieser Energiebereich zu hohen Impulsanzahlen hin immer kleiner und schnürt sich auf ein Gebiet um das Maximum von γ ein. Im Fall vieler Impulse im Resonator wird also in guter Näherung der maximale dynamische Verstärkungskoeffizient realisiert.

Der Fall mehrerer gleichartiger Impulse läßt sich in der numerischen Simulationsrechnung einfach durch eine Berechnung eines Einzelimpulses bei einem veränderten W_{sat} berücksichtigen. Nach Gleichung 4.5 ist die Verstärkung von N Impulsen bei einer Sättigungsleistung W_{sat} äquivalent der Einzelimpuls-Verstärkung bei einer Sättigungsleistung von W_{sat}/N .

4.5.3 Rechteckimpulse

Wie in Kap. 3.2 am Beispiel der nichtlinearen Spiegelschleife gezeigt wurde, wird cw-Licht bei entsprechend hoher Leistung nahezu vollständig vom interferometrischen sättigbaren Absorber transmittiert. Wegen der begrenzten Sättigungsleistung des Verstärkers kann diese hohe

Leistung nicht auf der gesamten Resonatorumlaufzeit realisiert werden. Deshalb bilden sich im APM-Laser rechteckförmige Impulse aus, die sich als zeitlich begrenztes cw-Licht hoher Leistung auffassen lassen. Im Gleichgewicht entspricht ihre Leistung der Schaltleistung P_{max} für das erste Maximum der Schaltkennlinie des sättigbaren Absorbers (vgl. Abb. 3.2), wobei aufgrund der Kreuzphasenmodulation (XPM) der verschiedenen Frequenzanteile des nichttransformationsbegrenzten Rechteckimpulses die notwendige Schaltleistung um den Faktor 2 geringer ist als bei alleiniger Wirkung der Selbstphasenmodulation (SPM). Die Breite der Rechteckimpulse resultiert aus der bei maximaler Transmission realisierbaren Energie \widetilde{W}_r zu:

$$\Delta t_r = \widetilde{W}_r / P_{max} \quad (4.40)$$

Eine Erhöhung der Pumprate führt daher zu einer Verbreiterung der Impulse, wobei die Leistung konstant bleibt.

Die vom realen APM-Laser generierten Rechteckimpulse sind verrauscht und weisen eine endliche Flankensteilheit auf. Das Zusammenwirken von Dispersion (GVD), SPM und XPM, das die Dynamik des Impulses (insbesondere der Impulsflanken) bestimmt, kann nicht mit der nichtlinearen Schrödingergleichung beschrieben werden, da diese nur für quasi-monochromatisches Licht abgeleitet wurde, während der Rechteckimpuls aufgrund seiner großen Bandbreite weit von der Transformationsbegrenztheit abweicht. Im Rahmen der hier vorgestellten Impulsberechnung kann daher die Impulsdynamik des Rechteckimpulses nicht berücksichtigt und damit sein dynamischer Verstärkungskoeffizient nicht bestimmt werden. Über die Stabilität der Rechteckimpulse können somit hier keine Schlüsse gezogen werden. Im folgenden sollen jedoch einige qualitative Aussagen über den stationären Zustand des Rechteckimpulses gemacht werden.

Wegen der instantanen Wirkung von SPM und XPM kann man davon ausgehen, daß die Impulsdynamik des Rechteckimpulses schnell, d.h. innerhalb einiger Umlaufzeiten, abläuft und zu einem Gleichgewichtsimpuls der Impulsleistung P_{max} und der Breite Δt_r führt. Bei hoher Impulsenergie ist der Rechteckimpuls relativ breit und kann durch einen idealen Rechteckimpuls angenähert werden. Die maximale Transmission durch den sättigbaren Absorber ist aufgrund des Rauschens der Impulse und der Flankeneffekte geringer als beim idealen Rechteckimpuls. Faßt man den Rechteckimpuls als Quasi-cw-Licht konstanter hoher Leistung auf, so kann seine langsame Energieentwicklung durch folgende Gleichung beschrieben werden:

$$\frac{d\widetilde{W}_r}{dt} = \frac{1}{T_R}(\tilde{g} - l + \Delta l_{NL})\widetilde{W}_r \quad (4.41)$$

Hier beschreibt Δl_{NL} die gegenüber cw-Licht geringer Leistung reduzierten Verluste der Rechteckimpulse. Δl_{NL} ist unabhängig von der Impulsenergie und als konstant anzusehen. In Analogie zur Beschreibung von cw-Licht geringer Leistung und ps-Impulsen (Kap. 4.5.1) kann

man Glg. 4.34 durch Glg. 4.41 ersetzen. Als stationäre Zustände erhält man dann neben dem ps-Impulszustand den reinen Rechteckimpuls und den Koexistenzzustand von ps-Impuls und Rechteckimpuls. Beide Zustände werden auch im Experiment beobachtet. Für den Rechteckimpuls-Zustand ist $\Delta l_{NL} = l - \tilde{g}$ notwendig. Für die Koexistenz von Rechteckimpuls und ps-Impuls gilt die notwendige Bedingung $\gamma_p(\widetilde{W}_p) = \Delta l_{NL}$.

Aufgrund der konstanten (energieunabhängigen) geringeren Verluste im Vergleich zum cw-Licht geringer Leistung können Rechteckimpulse und cw-Licht geringer Leistung nicht koexistieren. Die dazu notwendige Bedingung $\tilde{g} - l = \tilde{g} - l + \Delta l_{NL}$ ist für $\Delta l_{NL} \neq 0$ nie erfüllt. Dies entspricht auch der experimentellen Erfahrung.

Zu kleinen Energien hin wird die Struktur des Rechteckimpulses zunehmend stärker durch die Impulsflanken bestimmt, so daß Δl_{NL} nicht mehr als konstant betrachtet werden kann. Für diesen Fall muß ein dynamischer Verstärkungskoeffizient $\gamma_r(\widetilde{W}_r)$ eingeführt werden, der durch ein adäquates Verfahren zur Simulation der Rechteckimpulse zu bestimmen ist.

4.6 Kriterien für einen Vergleich mit dem Experiment

Die Simulationsrechnung ermöglicht durch die Erfassung der räumlichen Impulsentwicklung die Berechnung der jeweiligen Impulsform an verschiedenen Orten und daher einen direkten Vergleich mit dem Experiment.

In Abschnitt 4.4.1 wurde gezeigt, daß ein ps-Impuls in einem gewissen Energiebereich stabil existieren kann. Je nach Energie werden sich folglich auch weitere Eigenschaften des Impulses, wie Impulsbreite, spektrale Breite, Chirp oder die Impulsform, ändern. Da die absolute Energiemessung mit relativ großer Ungenauigkeit behaftet ist, ist dadurch die Vorhersage der genauen Impulsparameter durch die Simulationsrechnung erschwert. Es stellt sich die Frage nach experimentell reproduzierbar einstellbaren Zuständen mit definierter Energie und damit bekanntem dynamischen Verstärkungskoeffizienten. Zwei Zustände zeichnen sich aus:

- Zum einen der Fall der Koexistenz von cw-Licht und ps-Impulsen. Hier ist der dynamische Verstärkungskoeffizient Null und somit die Impulsenergie festgelegt. Aus dem Leistungsspektrum kann das Verhältnis von cw-Energie und Impulsenergie bestimmt werden.
- Zum anderen der Fall vieler Impulse. Wie in Abschnitt 4.5.2 dargelegt wurde, schnürt sich der Energiebereich pro Impuls mit höheren Impulsenergien zunehmend ein. Der dynamische Verstärkungskoeffizient nimmt dann näherungsweise den Maximalwert an.

Mit Hilfe der Simulationsrechnung ist ferner der Verlauf der Leistungskennlinien des Lasers (Laserleistung über Pumpleistung) berechenbar. Während beim cw-Licht bekannterweise ein linearer Verlauf auftritt, ist die Situation bei ps-Impulsen anders: Aus den Gleichgewichtsbedingungen 4.27 und 4.26 ergeben sich folgende Gleichungen für $\widetilde{W}_s(\tilde{g}_{ks})$:

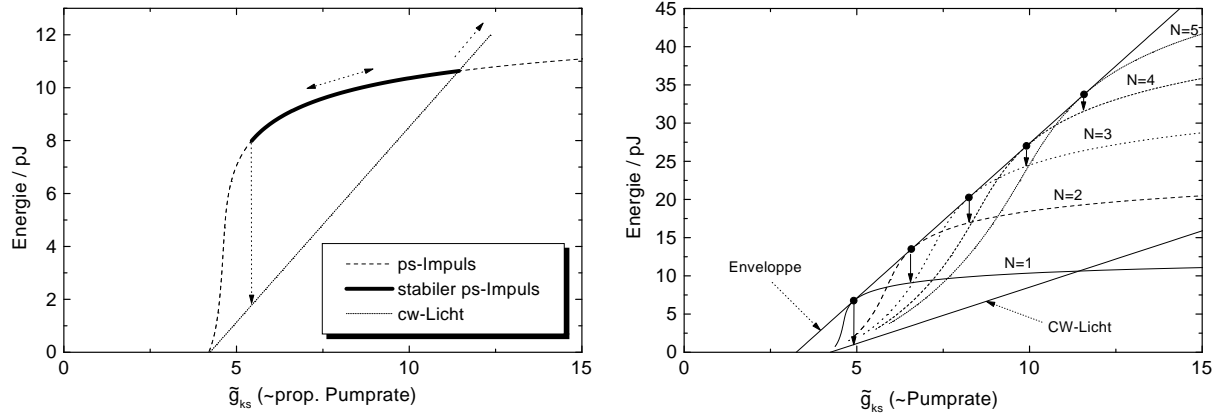


Abb. 4.7: Energiekennlinien. Links für cw-Licht und ps-Impuls im Vergleich. Rechts für Mehrfach-ps-Impulszustände mit 1 bis 5 Impulsen. Die Punkte kennzeichnen ein maximales γ , die durchgezogenen Pfeile den Übergang vom N -Impulszustand in den $(N-1)$ -Impulszustand bei Reduzierung der Pumprate. Die beiden Geraden stellen die Energiekennlinie für cw-Licht bzw. die Einhüllende der ps-Impuls-Energiekennlinien dar.

$$\text{cw :} \quad \widetilde{W}_s(\tilde{g}_{ks}) = \frac{W_{sat}}{e^l - 1} \cdot (\tilde{g}_{ks} - l) \quad (4.42)$$

$$\text{ps :} \quad \widetilde{W}_s(\tilde{g}_{ks}) = \frac{W_{sat}}{e^{l-\gamma(\widetilde{W}_s)} - 1} \cdot (\tilde{g}_{ks} - l + \gamma(\widetilde{W}_s)) \quad (4.43)$$

Glg. 4.43 stellt eine implizite Gleichung dar. Die zugehörigen Graphen¹⁵ sind in Abb. 4.7 zu sehen.

Der Energiebereich, in dem ein reiner ps-Impuls-Zustand stabil existieren kann, ist durch eine größere Strichdicke gekennzeichnet. Wird bei Verringerung der Pumprate der stabile Bereich verlassen, bricht der ps-Impuls zusammen, und die Energiekennlinie folgt der cw-Licht-Kennlinie. Wird die Pumprate über den Schnittpunkt mit der cw-Licht-Kennlinie hinaus erhöht, so geht der Laser in den Zustand der Koexistenz von cw-Licht und ps-Impuls über und die Energiekennlinie folgt derjenigen für cw-Licht. In ähnlicher Weise lassen sich die Energiekennlinien für Mehrfachimpuls-Zustände konstruieren. In Abb. 4.7 sind diese für die Impulsanzahlen $N=1$ bis 5 dargestellt. Ausgehend von einem N -Impulszustand wird bei Reduzierung der Pumprate die entsprechende Kennlinie durchlaufen bis zu dem Punkt, an dem γ'_N positiv wird (γ maximal). Dann findet ein Übergang in den $(N-1)$ -Zustand statt. So werden die Zustände verschiedener Impulsanzahlen sukzessive durchlaufen. Die Energiekennlinie weist daher Diskontinuitäten auf. Zu hohen Pulsanzahlen hin werden diese Energiesprünge kleiner und die Energiekennlinie nähert sich der Geraden durch die Punkte mit maximalem dynamischen Verstärkungskoeffizient. Sie ist ebenfalls in Abb. 4.7 dargestellt. Ihre Steigung kann als Maß der Effizienz des Lasers im Impulsbetrieb dienen.

¹⁵Parameter wie Beispiel in Abb. 4.3.

5 Experimentelle Untersuchungsmethoden

In diesem Kapitel werden die experimentellen Methoden beschrieben, mit denen die ultrakurzen Laserimpulse charakterisiert wurden. Eine vollständige Charakterisierung eines Licht-Impulses würde die Messung des zeitlichen Amplituden- und Phasenverlaufs erfordern bzw. der entsprechenden Werte in der Frequenzdomäne. Ferner wären die Impulsenergie und die Wellenlänge der Trägerwelle zu bestimmen. Mit den zur Verfügung stehenden Techniken konnte die Intensitätsautokorrelation, das Leistungsspektrum und die Energie der Impulse vermessen werden. Damit ist weder die genaue Phasenfunktion zugänglich, noch kann die Amplitudenfunktion des Impulses eindeutig bestimmt werden. Jedoch läßt sich die Impulsbreite unter Annahme einer bestimmten Impulsform bestimmen und über das Produkt aus Bandbreite und Impulsbreite Rückschlüsse auf die Transformationsbegrenztheit bzw. den Chirp des vermessenen Impulses ziehen.

Eine Übersicht über die verwendete Meßtechnik ist in Abb. 5.1 gegeben. Das zu analysierende Licht aus dem faseroptischen Ultrakurzimpulslaser wird mit zwei Schmelzfaserkopplern in drei Anteile aufgeteilt, die dann parallel verschiedenen Meßgeräten zugeführt werden. Diese werden nachfolgend näher diskutiert. Die Datenerfassung erfolgt über die IEEE 488- bzw. RS 232-Schnittstellen der Meßgeräte mit Hilfe eines Rechners, über den auch die Stromversorgung der Pumpdiode des Lasers gesteuert werden kann.

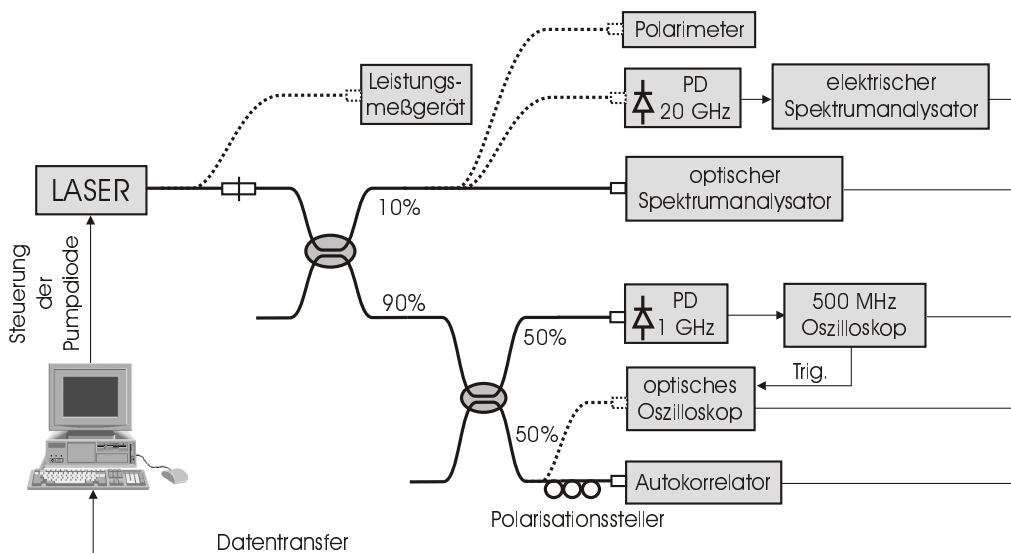


Abb. 5.1: Übersicht über die Meßtechnik zur Untersuchung ultrakurzer Lichtimpulse. In großer Strichstärke sind Faserleitungen gekennzeichnet, dünn eingezeichnet sind die elektrischen Leitungen. Die kleinen Rechtecke deuten FC-Faserstecker an. Gestrichelt eingezeichnet sind optionale optische Verbindungen zu Meßgeräten. PD steht für Photodiode.

Zeitliche Charakterisierung:

Mit Hilfe einer schnellen Photodiode mit einer Bandbreite von 1 GHz (Typ: ν -Focus 1611, IR-DC-1GHz) und eines digitalen Echtzeit-Oszilloskops (Typ: Hewlett Packard 54522A) mit einer

Bandbreite von 500 MHz und einer Abtastrate von 2 Giga-Sample/s konnte der Intensitätsverlauf mit einer Auflösung von etwa 2 ns vermessen werden. Da ps-Impulse sehr viel kürzer als die zeitliche Auflösung von Detektor und Oszilloskop sind, entsprechen die Signalverläufe der einzelnen Impulse der Antwortfunktion des Meßsystems. Das Maximum der Meßspur eines Impulses ist dann proportional zur Impulsenergie. Mit Hilfe dieser Messung kann eine Übersicht über die Anordnung mehrerer Impulse während der Zeitspanne eines Resonatorumlaufts (etwa 500 ns) gewonnen werden. Insbesondere kann die Zahl der Impulse pro Resonatorumlaufzeit und die Umlaufzeit selbst bestimmt werden. Gleichartige Impulse im Abstand < 2 ns können von Einzelimpulsen durch die größere Amplitude der Meßspur unterschieden werden („Quantisierung“ der Impulsenergie).

Eine Erhöhung der Zeitauflösung bis zu 20 ps gelingt mit einem sogenannten optischen Sampling-Oszilloskop (OSO) (Typ: *Hamamatsu Sampling Optical-Oscilloscope* OOS-01). In diesem Gerät werden die durch den photoelektrischen Effekt erzeugten Primärelektronen mit einer Hochspannungselektrode beschleunigt und mit Steuerelektroden hochfrequent vor einer Schlitzblende periodisch abgelenkt. Mit einem Fluoreszenzschirm und einem Photomultiplier hinter der Blende wird ein elektronisch weiterverarbeitbares Meßsignal erzeugt. Die Triggerung des OSO kann über eine optische Referenz mit der 1 GHz-Photodiode erfolgen. Das OSO kann nur zeitlich gemittelte Messungen eines periodischen Signals vornehmen. Ein zeitlicher Jitter führt somit zu einer breiter erscheinenden Impulsform. Mit diesem Gerät wurden vor allem Messungen von Impulsabständen kleiner 2 ns zwischen ps-Impulsen, beispielsweise in Impulsbündeln, vorgenommen und die mittlere zeitliche Impulsform von Rechteckimpulsen mit Breiten in der Größenordnung 1 ns gemessen.

Mit einem Autokorrelator (Typ: *APE GmbH Pulse Check*) kann der Zeitbereich von 150 ps bis 100 fs erschlossen werden. Mit diesem Gerät wird die Intensitätsautokorrelation gemessen. Dazu wird der Impuls mit einem Strahlteiler in zwei gleiche Anteile aufgeteilt und nach der Verzögerung eines der beiden Anteile in einem Lithiumniobat-Kristall wieder nichtkollinear überlagert. Gemessen wird die Intensität des durch den nichtlinearen Prozeß der „Second Harmonic Generation“ (SHG) im Kristall erzeugten Lichtes der doppelten Frequenz in Abhängigkeit von der Verzögerung des einen Teilstrahls. Damit wird also eine über viele Impulse gemittelte Intensitätsautokorrelation gemessen. Die Autokorrelation enthält nur eine Teilinformation über die Amplitudenfunktion des Impulses, aus denen sich jedoch einige Schlüsse ziehen lassen. Unter Annahme einer bestimmten Impulsform (Rechteck, Gauß, sech) ergibt sich beispielsweise die Impulsbreite aus der Autokorrelationsbreite (jeweils FWHM) durch Multiplikation mit einem Faktor (1; 0,7071 ; 0,6482). Mehrere äquidistante Impulse mit Abständen im Meßbereich des Autokorrelators führen zu einer Autokorrelation mit einer periodischen Peak-Struktur, deren Einhüllende dreieckförmig ist. Die Periode entspricht dann direkt dem Impulsabstand. Im Fall partiell kohärenten Lichtes, wenn also die Kohärenzzeit kürzer als die

Impulsbreite ist, erhöht sich die Autokorrelation im Bereich der Kohärenzzeit um den Faktor 2 (sog. Kohärenzpeak).

Spektrale Charakterisierung:

Die Charakterisierung des optischen Spektrums der Impulse wurde mit einem optischen Spektrumanalysator (OSA) durchgeführt. Der verwendete OSA (Typ: *Ando OSA AQ6317*) arbeitet mit einem Beugungsgitter und ist mit einem faseroptischen Eingang ausgestattet. Seine feinste Auflösung beträgt 0,01 nm. Der erfaßbare Spektralbereich reicht von 600 nm bis 1800 nm. Durch die hohe Empfindlichkeit der Detektoren wird ein großer Dynamikbereich erreicht (+10 bis −80 dBm). Aus der gemessenen Bandbreite kann zusammen mit der zeitlichen Breite über das Impulsbreite-Bandbreite-Produkt auf die Transformationsbegrenztheit geschlossen werden (s. Kap. 2.1). Die bei der Impulsbreitenbestimmung angenommene Impulsform kann beim transformationsbegrenzten Impuls dann anhand des Leistungsspektrums überprüft werden, denn die Fouriertransformierte des Amplitudenspektrums muß in diesem Fall mit der zeitlichen Amplitudenfunktion des Impulses übereinstimmen ($|\mathbf{E}_0(t)| \xrightarrow{FT} |\tilde{\mathbf{E}}_0(\omega - \omega_0)|$ in Glg. 2.2). Im Leistungsspektrum lassen sich sehr gut Koexistenzzustände von cw-Licht und ps-Impulsen erkennen, da cw-Licht ein sehr schmales, linienförmiges Spektrum aufweist, während die Bandbreite der ps-Impulse im nm-Bereich liegt. Die Justage von reinen Impulszuständen erfolgt deshalb am besten unter Beobachtung des Spektrums.

Frequenzanteile der Intensität im Bereich niedrigerer Frequenzen (10 kHz...22 GHz) wurden mit einem elektrischen Spektrumanalysator (ESA) vermessen. Der ESA (Typ: *HP 8593E*) mit einer Auflösung von 1 kHz wurde zusammen mit einem sehr schnellen Photoempfänger der Bandbreite 20 GHz (Typ: *HP 11982A*) verwendet. Mit dem ESA erfolgt eine Messung der Fouriertransformierten der Intensitätsautokorrelationsfunktion des Signals. Mit Hilfe des elektrischen Spektrums (RF-Spektrums) kann die Repetitionsfrequenz der Impulse genau vermessen werden. Durch eine Messung der Abhängigkeit der Repetitionsfrequenz von der Wellenlänge der Impulse kann beispielsweise die Gesamt-GVD des Laserresonators gemessen werden (s. Anh.B). Periodische Schwankungen der Impulsenergie mit Perioden größer 500 ps lassen sich ebenfalls detektieren (s. Kap. 6.2.5). Aus der Linienform bei der der Frequenz der Impuls wiederholrate und deren Vielfacher kann der Amplituden- und Zeit-Jitter der Impulse analysiert werden (s. [59] und Kap. 6.2.2).

Leistungs- und Energiebestimmung:

Mit einem Leistungsmeßgerät kann die mittlere Ausgangsleistung des Lasers absolut auf etwa 5% genau gemessen werden. Zusammen mit der Messung der Umlauffrequenz und der Anzahl der Impulse im Resonator läßt sich daraus die Energie der Impulse am Ausgang des Lasers berechnen. Durch Bestimmung der Dämpfungen im Resonator kann dann auf die Energie der Impulse an verschiedenen Orten im Resonator zurückgeschlossen werden. Nach Bestimmung

der Impulsbreite mit dem Autokorrelator kann unter Annahme einer Impulsform die Impulsspitzenleistung abgeschätzt werden.

Die Messung der Impulsanzahl ist problematisch, wenn sehr viele Impulse im Resonator existieren; denn die Triggerung des Oszilloskops ist dadurch erschwert, daß die Hold-off-Zeit¹⁶ des Oszilloskops nur in endlichen Stufen einstellbar ist. Voraussetzung für die Impulszahlbestimmung ist, daß keine schnellen Impulsbewegungen auftreten, was jedoch nicht stets der Fall ist. Außerdem muß, um Doppel- und Mehrfachimpulse zu erkennen, festgestellt werden, in welchem Bereich die Signalamplitude eines Einzelimpulses liegt. Dazu ist zunächst ein Einzelimpulszustand einzujustieren, was durch Reduzierung der Pumpleistung des Lasers in der Regel erfolgen kann. Da bei Reduzierung der Pumpleistung die Impulszahl N sich sukzessive verringert und nach Zusammenbruch eines Impulses die restlichen Impulse an Energie gewinnen, läßt sich der Fehler bei der Impulsenergiebestimmung auf etwa W_p/N abschätzen.

Polarisationsanalyse:

Mit einem Polarimeter konnte die Polarisierung der Impulse analysiert werden. Das verwendete Gerät (Typ: *Profile PAT 9000*) arbeitet mit einem rotierenden Viertelwellenlängen-Plättchen und einem Polarisator. Außerdem wird eine Referenzmessung der Leistung vorgenommen. Dadurch lassen sich alle Stokesparameter bestimmen. Das Gerät wurde insbesondere zur Analyse des Polarisationsgrades der Impulse verwendet. Dadurch ließen sich Depolarisationseffekte durch doppelbrechende Fasern nachweisen.

¹⁶Zeit nach einer Triggerung, während der die Signalaufnahme gegen eine weitere Triggerung gesperrt wird. Da mit dem Meßsignal selbst getriggert wird, muß mit der Hold-off-Zeit gearbeitet werden, um ein stehendes Bild des Signals zu erhalten.

6 Experiment und Simulation im Vergleich

Der experimentelle Teil dieser Arbeit umfaßt die Entwicklung und die Charakterisierung zweier verschiedener „figure-eight-laser“, die im folgenden als Konfigurationen 1 und 2 bezeichnet werden sollen. Beide Laser wurden mit einem polarisationserhaltendem NOLM gestaltet, so daß zum einen die Laser hinsichtlich ihrer Polarisation stabilisiert sind, und zum anderen durch die Einschränkung des Freiheitsgrades der Polarisation die Impulspolarisation bekannt und wohldefiniert ist. Erst durch den zweiten Aspekt ist die Einstellung eines definierten Phasenoffsets möglich und eine skalare Behandlung der Impulse in der Simulation gerechtfertigt. Auf die beiden Konfigurationen des F8L wurde die Simulationsrechnung angewandt. Die in Kap. 4 entwickelten Vergleichskriterien erlauben einen detaillierten Vergleich der im Experiment generierten Impulse mit denen der Simulationsrechnung. Dieser Vergleich wurde für beide Konfigurationen durchgeführt.

6.1 Eigenschaften der verwendeten Fasern

In Tab. 6.1 sind die in dieser Arbeit verwendeten Fasern mit ihren Kenndaten wie Dispersion D , nichtlinearer Brechzahlkoeffizient n_2 , effektive Modenfläche A_{eff} , Dämpfung α_L , Beatlänge L_B und numerische Apertur NA , soweit bekannt, aufgelistet. Im folgenden wird auf sie mit der jeweils angegebenen Abkürzung Bezug genommen.

Die Dotierungen der aktiven Fasern betragen für die Faser YEF 250 mol ppm Er_2O_3 und 6000 mol ppm Yb_2O_3 und für die Faser EDF 2300 mol ppm Er_2O_3 und 10000 mol ppm La_2O_3 . Der Dispersionswert der Yb/Er-Faser YEF wurde im Rahmen dieser Arbeit anhand von Messungen der Resonatorumlaufzeit in Abhängigkeit von der Wellenlänge bestimmt. Im Anh. B wird auf diese Messung detaillierter eingegangen. Die Verstärkerparameter Kleinsignalverstärkung \tilde{g}_{ks} und Sättigungsleistung P_{sat} wurden für die beiden Verstärkerfasern EDF und YEF durch Verstärkungsmessungen experimentell bestimmt. Sie betragen für 1 m EDF-Faser bei einer Wellenlänge von 1546 nm und 80 mW Pumpleistung in der Faser $\tilde{g}_{ks} = 5,5$ und $P_{sat} = 4,3$ mW. Für 4 m YEF-Faser wurden bei 1544 nm und 300 mW Pumpleistung in der Faser Werte von $\tilde{g}_{ks} = 6,4$ und $P_{sat} = 20$ mW gemessen.

6.2 Konfiguration 1: F8L mit nichtreziprokem Phasenoffsetelement

6.2.1 Aufbau des Lasers

Der Aufbau dieses Lasers ist in Abb. 6.1 schematisch dargestellt. Der gesamte NOLM ist polarisationserhaltend gestaltet. Die Faser im NOLM (Faser PMF, s. Tab. 6.1) hat eine Länge von 76,6 m, eine Dispersion von 15 ps/(nm km) und eine effektive Modenfläche von $65,2 \mu\text{m}^2$. Der polarisationserhaltende Koppler hat einen Koppelgrad von 60%. Asymmetrisch im NOLM

Faser	Abk.	D [ps/nmkm]	n_2 [m ² /W]	A_{eff} [μ m ²]	α_L [dB/km]	$L_B(1,55\mu\text{m})$ [mm]	NA
PM-Faser 3M FS-PM-7621	PMF	15 [†]	2,4 [*]	65,2	0,7	3,7	0,13
Polar. Faser 3M FS-PZ-7626	POL	15 [†]	2,4 [*]	66	0,1	-	0,13
Std.-Faser Siecor	STD	16,3	2,4	93,8	0,3	20000 [*]	0,12
Yb/Er-Faser Pritel	YEF	-4	2,4 [*]	19,6 [*]	-	26,6	-
Er-Faser IPHT 153S	EDF	-20	2,4 [*]	20,7	30	-	0,27
Disp.versch.F. Fibercore 1500399C	DSF	2 @1560nm 0,91 @1535nm	2,4 [*]	57	0,5	-	0.17
Corning Flexcore 1060	CFX	5,6 [‡]	2,4 [*]	75	0,3	-	0,14

Tab. 6.1: Daten der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Fasern. Die Dispersionswerte gelten, wenn nicht anders angegeben, für den Bereich um 1550 nm. Es bedeuten: * Schätzwert, † nur ungenaue Angabe des Herstellers, ‡ Literaturwert [91].

plaziert ist eine sogenannte Faserbank mit polarisationserhaltenden Faserpigtails. In ihr wird Licht in einen Freistrahlföhrt und wieder in eine Faser eingekoppelt, wobei die Verluste etwa 20% betragen. In dieser Faserbank ist neben den polarisationsoptischen Elementen zur Erzeugung des Phasenoffsets (zwei $\lambda/4$ -Plättchen und ein Faradayrotator, vgl. Kap. 3) auch ein Graufilter zur Einstellung der Asymmetrie des NOLM untergebracht, dessen Transmission im folgenden mit τ_A bezeichnet wird. Am Eingang des NOLM ist ein Stück polarisierende Faser (Faser POF, s. Tab. 6.1) mit dem Koppler orientiert verspleißt. Sie dämpft eine der linearen Polarisationsrichtungen um mehr als 30 dB und sichert so die Einkopplung in eine Hauptachse des polarisationserhaltenden Teils des Lasers. Die Rückkoppelschleife kann vergleichsweise kurz gehalten werden und benötigt daher keine aufwendigen Maßnahmen zur Polarisationsstabilisierung. Sie besteht aus einem Isolator mit einer Isolation von ca. 40 dB, einer Yb/Er-Verstärkerfaser (YEF), einem WDM-Koppler und einem 20%-Koppler, der das Laserlicht auskoppelt. Ferner ist die Rückkoppelschleife mit zwei Polarisationsstellern ausgestattet (PS1 und PS2). Die Verstärkerfaser hat eine Länge von 4 m und wird durch einen Nd:YLF-Laser mit Monomode-Faseranschluß bei 1047 nm gepumpt, so daß eine Leistung von bis zu 530 mW in der Yb/Er-Faser erreicht werden kann. Aufgrund der relativ hohen Doppelbrechung der Verstärkerfaser von $\Delta n = 5,8 \cdot 10^{-5}$ wurde ein zweiter Polarisationssteller (PS2)

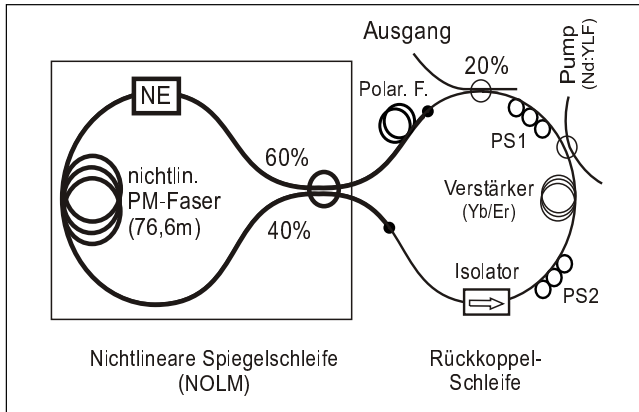


Abb. 6.1: Resonatorstruktur des „figure-eight-laser“. Der NOLM ist mit polarisationserhaltenden (PM) Fasern aufgebaut, angedeutet durch eine größere Strichstärke. Es bedeuten: NE nichtreziprokes Phasenoffset-Element, PS Polarisationssteller, WDM Wellenlängenmultiplex-Koppler. Weitere Erläuterungen siehe Text.

in der Rückkoppelschleife verwendet, so daß die Polarisationsmodendispersion der Verstärkerfaser durch Kopplung in einer der Hauptachsen eliminiert werden kann. Andererseits kann bei geeigneter Justage des PS2 vor der Verstärkerfaser die Doppelbrechung zusammen mit der polarisierenden Faser als \sin^2 -förmiges spektrales Filter wirken, ähnlich einem nicht abgeglichenen Mach-Zehnder-Interferometer. Die FWHM-Breite des Filters beträgt dann 643,5 GHz. Die maximale Transmission des Filters hängt von der jeweiligen Justage der Polarisationssteller ab und ist daher nicht genau bekannt.

Die gesamten Resonatorverluste setzen sich aus Spleißverlusten, Einfügeverlusten einzelner Komponenten und der Auskopplung zusammen. Sie betragen hier inklusive einem Graufilter mit 34% Transmission etwa 93%, d.h. es muß ein Verstärkungsfaktor von etwa 15 realisiert werden. Ferner kommt durch den Polarisator bei einer nicht optimalen Justage der Polarisationssteller eine Zusatzdämpfung zustande, die nicht genau bekannt ist. Die Fasergrunddämpfung der verwendeten Fasern kann aufgrund der kurzen Längen vernachlässigt werden. Die Resonatorumlaufzeit des Lasers beträgt $T_R = 468,84$ ns, das entspricht bei einer effektiven Gruppenbrechzahl von 1,471 einer Gesamtlänge von 96,2 m.

6.2.2 Experimentelle Ergebnisse

Start und Regime-Etablierung:

Für einen Start dieses Lasers in einem Impulsregime ist eine Justage mit den Polarisationsstellern in der Rückkoppelschleife erforderlich. Dadurch wird die Dämpfung im Resonator und die spektrale Filterung variiert. Ist die Justage einmal erfolgt, so startet der Laser selbstständig durch Erhöhung der Pumprate. Ein Start des Lasers in einem Impulsregime konnte jedoch nur dann erzielt werden, wenn sowohl ein Phasenoffset größer Null eingestellt, als auch die Asymmetrie des Lasers durch ein zusätzliches Graufilter erhöht wurde. Zur Erzeugung eines Phasenoffsets standen zwei Faradayrotatoren mit Drehwinkeln von 36° und 45° zur Verfügung. Damit waren Phasenoffseiteinstellungen von 18° , 72° , 90° und 162° möglich. Nur bei Phasenoffsets von 72° und 90° konnten Impulsregime eingestellt werden. Zur Einstellung der Asymmetrie des NOLM standen eine Reihe von Graufiltern mit Transmissionen von 75%,

49%, 34%, 21% und 3,6% zur Verfügung, die einzeln oder in Kombination in die Faserbank eingebaut werden konnten. Das Ultrakurzimpuls-Regime konnte im Transmissionsbereich von 3,6% bis 49%, das Rechteckimpuls-Regime im Bereich von 3,6% bis 75% eingestellt werden.

Der Laser startet bei einer Erhöhung der Pumpleistung über die Laserschwelle zunächst im cw-Licht-Regime. Bei einer weiteren Pumpleistungserhöhung erfolgt abhängig von der Justage des Lasers und von den verwendeten Graufiltern und Faradayrotatoren ein Übergang in das Rechteckimpuls-Regime, in einen Koexistenzzustand von ps-Impulsen und Rechteckimpuls oder in einen Koexistenzzustand von ps-Impulsen und cw-Licht. Durch eine nachfolgende Verringerung der Pumpleistung wechselt der Laser vom Rechteckimpuls-Regime ins cw-Licht-Regime oder in ein Koexistenzregime von ps-Impulsen und cw-Licht, während der Koexistenzzustand von Rechteckimpulsen und ps-Impulsen in ein Regime der Koexistenz von cw-Licht und ps-Impulsen übergeht. Letzterer geht bei weiterer Pumplichtveringerung schließlich in das reine Ultrakurzimpuls-Regime über, wobei der cw-Licht-Anteil immer weiter reduziert wird. Dieses Verhalten ist in Abb. 6.2 anhand der Leistungskennlinien dargestellt, wobei in diesem Fall ein Graufilter mit einer Transmission von 34% eingesetzt und ein Phasenoffset von 72° realisiert wurde.

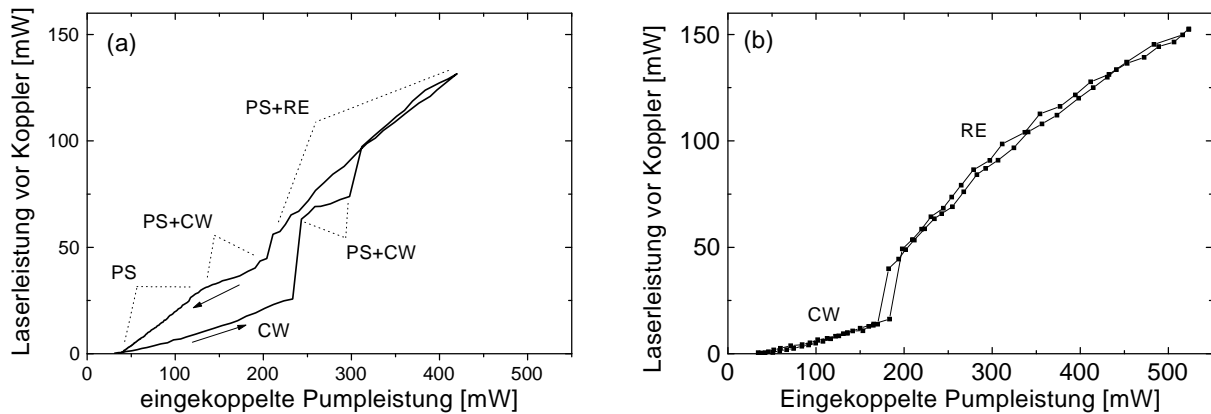


Abb. 6.2: Experimentell ermittelte Leistungskennlinien des F8L in Konfiguration 1. Die Fälle (a) und (b) unterscheiden sich in der Justage der Polarisationssteller in der Rückkoppelschleife. Im Fall (a) wird das Ultrakurzimpuls-Regime (PS) erreicht, im Fall (b) das Rechteckimpuls-Regime (RE). Es sind ferner die Bereiche verschiedener Regime durch Abkürzungen und die Richtung der Pumpleistungsänderung des jeweiligen Kurvenzweigs mit Pfeilen gekennzeichnet. CW steht für das cw-Licht-Regime.

Es liegt ein Hystereseverhalten vor: Um das Ultrakurzimpuls-Regime bei niedrigeren Pumpleistungen zu erreichen ist es zunächst notwendig, die Pumpleistung beträchtlich zu erhöhen und sie nachfolgend bis auf den gewünschten Wert zu verringern. Die Schwelle für den Selbststart liegt bei etwa 200 mW bis 300 mW Pumpleistung¹⁷. Rechteckimpulse existieren in der Regel nur oberhalb einer Pumpleistung von etwa 200 mW. Der differentielle Wirkungsgrad

¹⁷Mit „Pumpleistung“ wird hier und im folgenden die Leistung des Pumplichtes in der Verstärkerfaser bezeichnet.

des Lasers, definiert als der Quotient aus ausgekoppelter Laserleistung und eingekoppelter Pumpleistung, beträgt im Ultrakurzimpuls-Regime und im Rechteckimpuls-Regime etwa 8%, im cw-Licht-Regime hingegen nur etwa 2%. Der genaue Wert ist abhängig von der Justage der Polarisationssteller.

Durch eine Justage des Polarisationsstellers vor der Yb/Er-Faser und eine Messung des Polarisationsgrades mit einem Polarimeter am Ausgang des Lasers kann im Fall eines reinen Impulzustandes der Polarisationsgrad der Impulse maximiert werden. Da der Polarisationsgrad der breitbandigen Impulse durch die Doppelbrechung der Yb/Er-Faser herabgesetzt wird, wenn Lichtanteile in beide Hauptachsen eingekoppelt werden, wird durch diese Justage eine Kopplung in nur eine der Hauptachsen erzielt. Diese Einstellung wurde für den Vergleich mit Simulationsergebnissen herangezogen. Es konnten maximale Polarisationsgrade von 94% erzielt werden. Durch Minimierung des Polarisationsgrades der Impulse am Ausgang des Lasers mit dem PS2 kann eine Einkopplung unter 45° zur Hauptachse der Verstärkerfaser erreicht werden. Dadurch kommt eine spektrale Filterwirkung am Ort des Polarisators zustande. Durch eine solche Justage kann die Zentralwellenlänge des Impulses festgelegt werden. Der minimal einstellbare Polarisationsgrad betrug etwa 1%.

Rechteckimpulse:

Dieses Regime steht in Konkurrenz zum ps-Impulsregime. Der Laser zeigt eine stärkere Tendenz zu diesem Regime, wenn eine große Impulsleistung zum Durchschalten des sättigbaren Absorbers aufgewandt werden muß, d.h. wenn die Asymmetrie gering und der Phasenoffset klein ist. Plausibel wird dies durch die aufgrund der XPM um den Faktor 2 geringeren Schaltleistung für Rechteckimpulse (s. Kap. 4.5.3). Die Separation von Rechteckimpuls- und ps-Impulsregime durch die Justage der Polarisationssteller in der Rückkoppelschleife ist vermutlich zum Teil auf eine Veränderung der spektralen Filterwirkung von Doppelbrechung und Polarisator zurückzuführen: Es entstehen dabei Verluste für die Rechteckimpulse dadurch, daß die pro Umlauf durch XPM erzeugten neuen Frequenzanteile durch die Filterkennlinie stärker abgeschwächt werden. Das Rechteckimpuls-Regime bricht bei niedrigen Pumpleistungen (< 200 mW) zusammen, was durch Transmissionsverluste der endlich steilen Impulsflanken erklärbar ist, die zu kleinen Pumpleistungen hin einen größeren Anteil an der Impulsenergie haben und eine geringere nichtlineare Phasenverschiebung erfahren.

Die bei einem Phasenoffset von 72° , einer Graufilter-Transmission von 0,34 und einem auf 93% maximierten Polarisationsgrad erzeugten Rechteckimpulse zeigten die folgenden Eigenschaften: Das Leistungsspektrum der Rechteckimpulse ist in Abb. 6.3 dargestellt. Der Rechteckimpuls weist eine hohe spektrale Breite von 25 nm auf, die etwa der des Verstärkungsspektrums entspricht. Im Vergleich dazu ist in Abb. 6.3 ebenfalls das Leistungsspektrum der in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung emittierten verstärkten spontanen Emission (ASE) des Verstärkers dargestellt. Im Koexistenzzustand von Rechteck- und ps-Impulsen überlagern sich

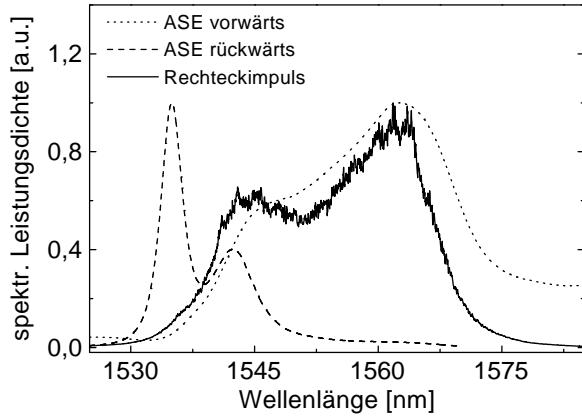


Abb. 6.3: Leistungsspektren der Rechteckimpulse im Vergleich mit denen der Vorwärts- und Rückwärts-ASE des Yb/Er-Verstärkers bei 32 mW Pumpleistung.

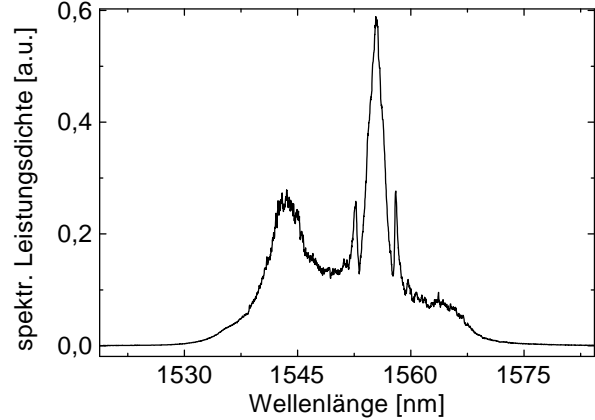


Abb. 6.4: Leistungsspektrum des Koexistenzzustandes von Rechteckimpuls und ps-Impulsen. Vgl. auch Abb. 6.8.

die Spektren der einzelnen Impulse (s. Abb. 6.4).

Die zeitliche Struktur der Impulse stellt sich wie folgt dar: Der schmale Kohärenzpeak der Autokorrelationsmessung in Abb. 6.5a, der sich vom übrigen Autokorrelationssignal durch eine Überhöhung um den Faktor 2 auszeichnet, zeigt, daß die Impulsbreite sehr viel größer ist als die Kohärenzzeit. Es handelt sich also um stark nicht-transformationsbegrenzte Impulse. Eine direkte Messung des mittleren zeitlichen Leistungsverlaufs mit dem optischen Oszilloskop (s. Abb. 6.5b) belegt die im Mittel rechteckige Form des Impulses.

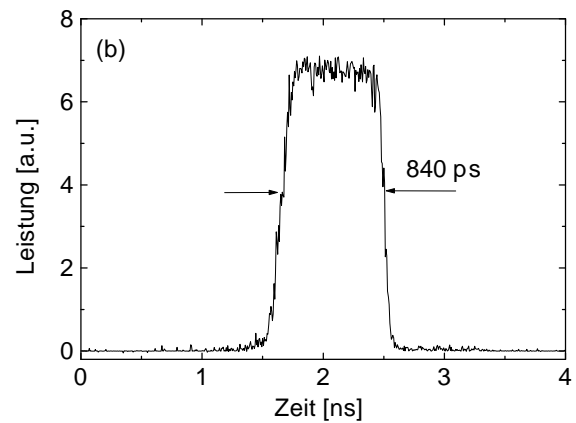
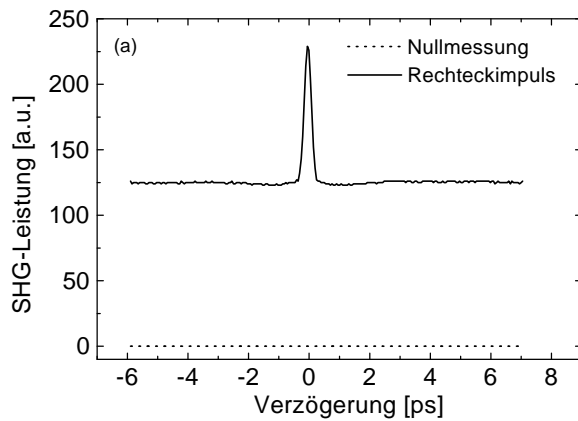


Abb. 6.5: Zeitliche Charakterisierung der Rechteckimpulse. (a) Autokorrelationsmessung (b) Messung mit dem optischen Oszilloskop.

Die Rechteckimpulse unterliegen Schwankungserscheinungen, die sich beispielsweise im veräuschten Kurvenverlauf des Leistungsspektrums zeigen (s. Abb. 6.3). Aussagen über die Energieschwankungen sind nach von der Linde [59] aus der Autokorrelation ablesbar: Die mittlere quadratische Abweichung der Energie von ihrem Mittelwert läßt sich danach zu $\sqrt{\Delta W^2}/W = \sqrt{t_n/t_p} \approx 2\%$ abschätzen, wobei t_n die Breite (FWHM) des Kohärenzpeaks ist und t_p die Autokorrelationsbreite. Weitere Aussagen können nach [59] aus einer Analyse der Signalspek-

tren mit einem elektrischen Spektrumanalysator gewonnen werden. Die gemessenen Spektren entsprechen der Fouriertransformierten der Intensitäts-Autokorrelationsfunktion. Solche Messungen sind in Abb. 6.6 dargestellt. Beispielhaft sind die Peaks bei der Umlauffrequenz und dem 799-fachen der Umlauffrequenz dargestellt. Es tritt jeweils eine scharfe Spitze auf, deren Breite durch die Dauer des gemessenen Impulszuges bestimmt ist. Sie ist hier durch die Auflösung des Spektrumanalysators auf $\Delta f_{res}=1$ kHz begrenzt. Ferner ist jeweils ein Rauschband zu sehen, dessen Breite gleich der inversen Korrelationszeit des Signals ist. Trägt man das Verhältnis der Leistungen in den Maxima der scharfen Spitze und des Rauschbands gegen die Frequenz auf (s. Abb. 6.7), so erhält man einen quadratischen Zusammenhang der beiden Größen, der nach [59] typisch für einen zeitlichen Jitter der Impulse ist. Aus der Bandbreite des Rauschbandes der 799. Harmonischen von ca. $\Delta f_{rb}=38$ kHz läßt sich der zeitliche Jitter zu $\Delta t = T_R \sqrt{P_A \Delta f_{rb} / (P_B \Delta f_{res})} = 32$ ps bestimmen.

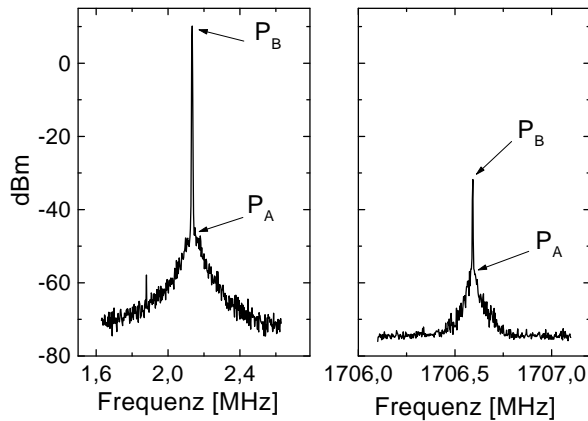


Abb. 6.6: Elektrische Leistungsspektren der Rechteckimpulse bei der Umlauffrequenz und der 799. Harmonischen der Umlauffrequenz.

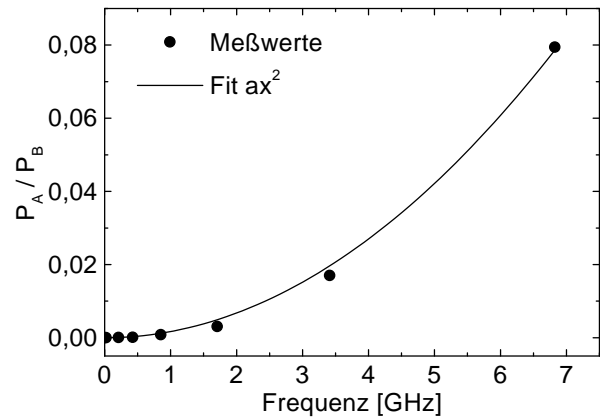


Abb. 6.7: Verhältnis der Leistungen von Rauschbandmaximum und Hauptpeak bei verschiedenen höheren Harmonischen der Umlauffrequenz.

ps-Impulse:

Die vom Laser generierten ps-Impulse werden durch die Justage der Polarisationssteller und die dadurch bewirkte spektrale Filterung beeinflusst. Abb. 6.8 und Abb. 6.9 zeigen Leistungsspektrum und Autokorrelation der Impulse für zwei verschiedene am Ausgang erzielte Polarisationsgrade (PG) von 94% und 61%. Beim PG von 61% bewirkt die spektrale Filterung eine etwas geringere Bandbreite und eine größere Impulsbreite. Außerdem werden die spektralen Seitenbänder um etwa 60-80% unterdrückt, wobei das Spektrum eine leichte Asymmetrie annimmt. Auch die gemessene Impulsenergie unterscheidet sich, sie beträgt beim PG von 94% (206 ± 15) pJ und beim PG von 61% (170 ± 28) pJ, gemessen an Zuständen mit 15 bzw. 6 Impulsen. Bandbreite, Autokorrelationsbreite und das Impulsdauer-Bandbreite-Produkt (PBP)¹⁸ ergeben sich für die beiden Fälle aus den Messungen zu 251 GHz (2,04 nm), 1,94 ps, 0,32 (für

¹⁸Das PBP wurde unter Annahme eines sech-förmigen Impulses aus dem Produkt von Autokorrelationsbreite, Bandbreite und dem Umrechnungsfaktor 0,6482 berechnet

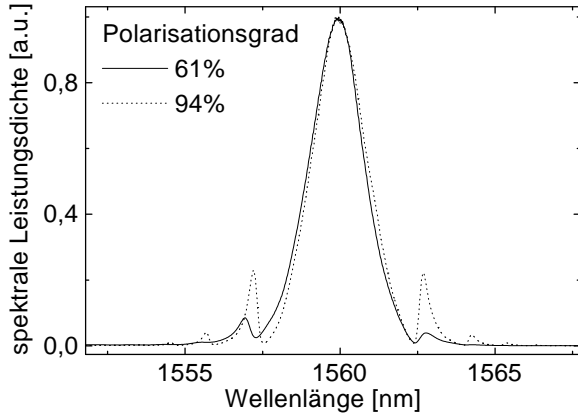


Abb. 6.8: Vergleich der Leistungsspektren von ps-Impulszuständen bei Polarisationsgraden von 61% und 94% am Ausgang.

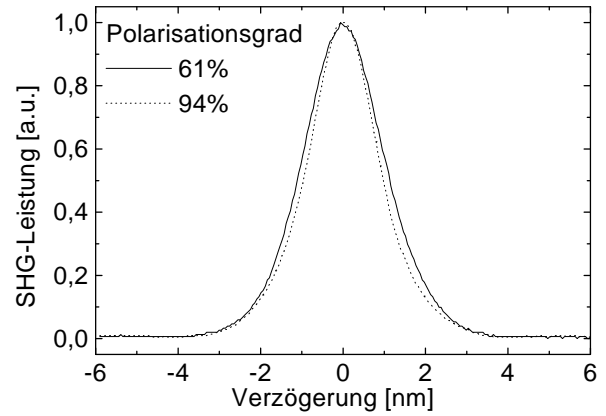


Abb. 6.9: Vergleich der Autokorrelationen von ps-Impulszuständen bei Polarisationsgraden von 61% und 93% am Ausgang.

PG=94%) und 246 GHz, 2,25 ps, 0,36 (für PG=61%).

Es wird im Resonator eine Vielzahl von Impulsen mit unregelmäßigem Abstand erzeugt. Eine Reduzierung der Pumpleistung führt zum sukzessiven Verschwinden der Impulse. Bei niedrigen Pumpleistungen konnte die daraus resultierende Stufigkeit der Kennlinie aufgenommen werden. Sie ist in Abb. 6.10 dargestellt. Die relativ geringe Auflösung der Stufen ist auf die grobe Pumpleistungseinstellung mit einem mechanischen Potentiometer zurückzuführen. Es läßt sich die Impulsenergie aus dem energetischen Abstand benachbarter Stufen zu etwa 220 pJ bestimmen. Wie man Abb. 6.10 entnehmen kann, ist die Impulsanzahl über einen ge-

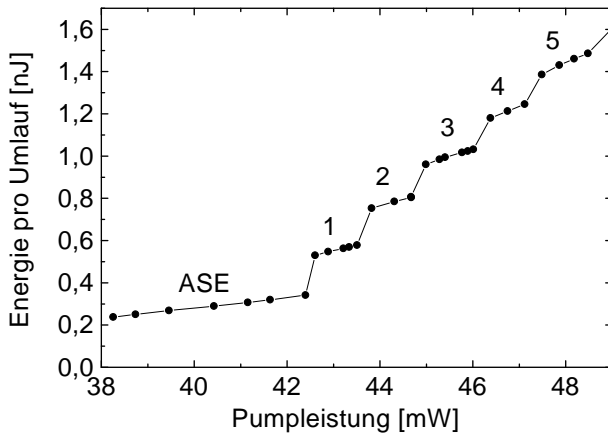


Abb. 6.10: Detail der Leistungskennlinie bei niedrigen Pumpleistungen, aufgenommen bei Verringerung der Pumpleistung. Der Polarisationsgrad am Ausgang betrug 94%. Die Zahlen geben die jeweilige Anzahl der Impulse im Resonator an. Für Pumpleistungen kleiner als 42,5 mW bricht der letzte Impuls zusammen und es wird nur noch ASE emittiert.

wissen Pumpleistungsbereich stabil. In diesem Bereich ändern sich die Impulseigenschaften mit der Pumpleistung. Wird beispielsweise im reinen Impulszustand die Pumpleistung erhöht, so entstehen aufgrund der Hysterese zunächst keine weiteren Impulse, sondern koexistierendes cw-Licht. Es zeigte sich, daß diese Änderung reversibel ist, wenn der cw-Licht-Anteil nicht so groß wird, daß er durch Wechselwirkung mit den Impulsen zur Instabilität der Impulse oder zur Generierung neuer Impulse führt. Der Zustand des reinen ps-Impulses wird in Abb. 6.11 und 6.12 mit dem Koexistenzzustand hinsichtlich Leistungsspektrum und Autokorrelation der

Impulse verglichen. Der Polarisationsgrad am Ausgang betrug hier 94%, die Transmission des Graufilters 0,34. Man erkennt in den Leistungsspektren in Abb. 6.11 neben der einzelnen cw-Licht-Linie bei 1543,5 nm auch ein starkes Anwachsen der Seitenbänder, sowie eine Verbreiterung des Hauptpeaks des Spektrums auf 287 GHz. Wie den Autokorrelationen in Abb. 6.12 entnommen werden kann, verkürzt sich dementsprechend die Impulsautokorrelation auf 1,67 ps und es erscheinen im Fußbereich des Impulses verstärkt Anteile dispersiver Wellen. Beide Zustände, der reine Vielimpulszustand und der ps-cw-Koexistenzzustand sollten sich nach dem in Kap. 4.6 Gesagten für einen Vergleich mit Simulationsrechnungen eignen. Der Vergleich wird durch eine Einkopplung in die Hauptachse der Verstärkerfaser erleichtert, da in diesem Fall die spektrale Filterung in der Rückkoppelschleife vernachlässigt werden kann.

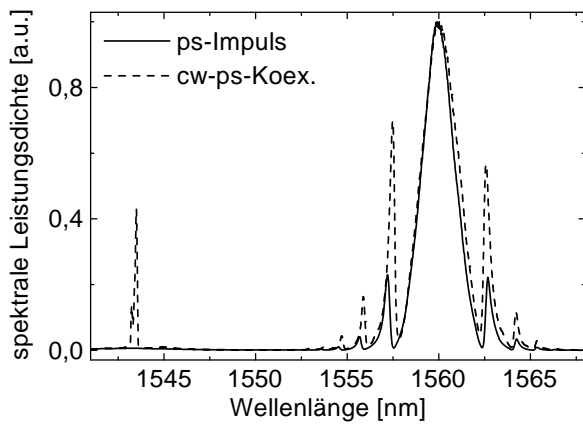


Abb. 6.11: Vergleich der Leistungsspektren des ps-Impulszustandes und des Koexistenzzustandes von cw-Licht und ps-Impulsen.

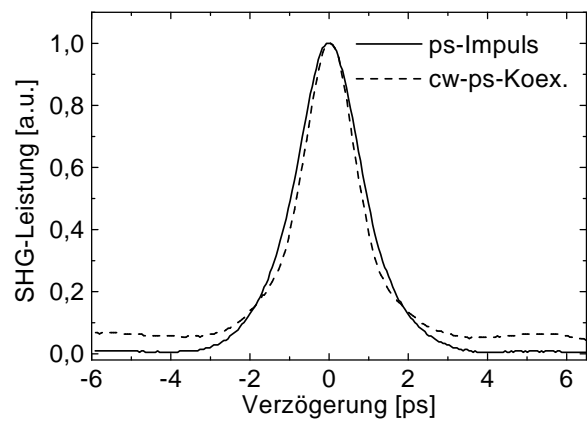


Abb. 6.12: Vergleich der Autokorrelationen des ps-Impulszustandes und des Koexistenzzustandes von cw-Licht und ps-Impulsen.

Die Impulseigenschaften ändern sich mit der räumlichen Ausbreitung im Resonator. Zur Charakterisierung der Impulse hinter dem NOLM (bzw. vor dem Verstärker) wurde der Laser in seinem Aufbau leicht variiert, indem zwischen NOLM und Isolator ein Koppler (Koppler 1) eingespleißt wurde, der 5% des Lichtes auskoppelt, also für den Laser eine geringe Störung darstellt. Das gemessene Leistungsspektrum und die Autokorrelation sind in Abb. 6.13 und 6.14 im Vergleich zu den am Ausgang des 20%-Kopplers (Koppler 2) gemessenen Kurven dargestellt. Es wurde dabei ein Graufilter mit $\tau_A = 0,34$ verwendet und ein Phasenoffset von 72° eingestellt. Der Impuls weist hinter dem NOLM eine größere spektrale Breite von 278 GHz und eine größere Autokorrelationsbreite von 2,56 ps auf als vor dem NOLM (251 GHz und 1,93 ps). Damit beträgt das Impulsdauer-Bandbreite-Produkt vor dem NOLM 0,31 und hinter dem NOLM 0,46, wobei eine sech-Form des Impulses angenommen wurde. Die spektralen Seitenbänder erster Ordnung ändern ihren Abstand vom zentralen Peak geringfügig. Er beträgt vor dem NOLM 317 GHz und hinter dem NOLM 299 GHz. Außerdem ändert sich die Form der Seitenbänder. Im Gleichgewicht wird also der Impuls durch den NOLM spektral und zeitlich verbreitert und erfährt einen Chirp, während durch den Verstärker in der Rückkoppelschleife

eine spektrale und zeitliche Kompression stattfindet und der Chirp kompensiert wird. Aus der Messung der Impulsenergien an beiden Ausgängen (23 pJ und 187 pJ) lässt sich unter Berücksichtigung der Spleiß-, Koppel- und Einfügeverluste ein Verstärkungsfaktor von etwa 16 abschätzen, was relativ gut mit dem theoretisch zu erwartenden Wert übereinstimmt, wenn man die Verluste durch den 5%-Koppler mit einbezieht.

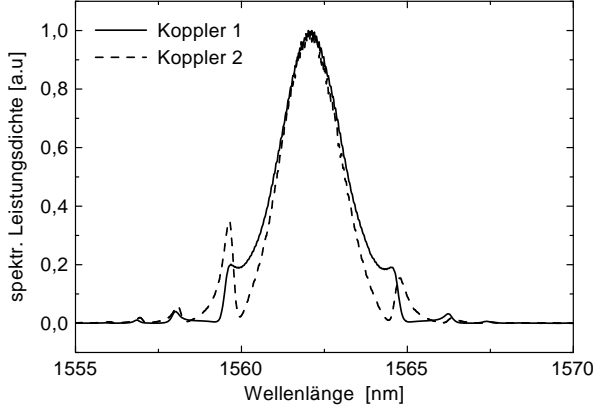


Abb. 6.13: Vergleich der Leistungsspektren vor (Koppler 2) und nach dem NOLM (Koppler 1).

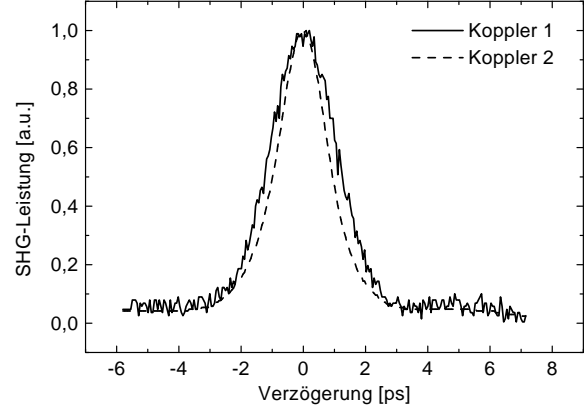


Abb. 6.14: Vergleich der Autokorrelationen vor (Koppler 2) und nach dem NOLM (Koppler 1).

Durch Verwendung eines 45°-Rotators im Phasenoffselement konnte ein Phasenoffset von $\Delta\Phi_0 = 90^\circ$ realisiert werden. Es wurde ein Graufilter mit $\tau_A = 0,34$ verwendet. Zum Vergleich der Impulse bei $\Delta\Phi_0 = 90^\circ$ und $\Delta\Phi_0 = 72^\circ$ wurde zunächst bei $\Delta\Phi_0 = 72^\circ$ ein PG von 94% justiert und dann der Faradayrotator ausgetauscht. Ohne weitere Justage startete der Laser daraufhin bei etwa 200 mW Pumpleistung, wobei sich ein PG von 89% ergab. Leistungsspektrum und Autokorrelation der beiden reinen Impulszustände sind in Abb. 6.15 und 6.16 dargestellt. Die Zentralwellenlänge verschiebt sich durch die Änderung des Phasenoffsets nur geringfügig. Durch den höheren Phasenoffset wird ein Impuls größerer Autokorrelationsbreite (2,21 ps statt 1,95 ps) und geringerer Bandbreite (235 GHz statt 250 GHz) generiert. Unter Annahme einer sech-Impulsform beträgt das PBP 0,34 (statt 0,32). Die spektralen Seitenbänder sind schwächer ausgeprägt, in der Autokorrelation erscheint ein entsprechend geringerer Untergrund. Die Impulsenergie beträgt bei $\Delta\Phi_0 = 90^\circ$ (162 ± 3) pJ gegenüber (206 ± 15) pJ bei $\Delta\Phi_0 = 72^\circ$.

Wie sich experimentell zeigt, bewirkt die Variation der Asymmetrie durch Verwendung anderer Graufilter eine Veränderung der Zentralwellenlänge des Impulses. Die Wellenlänge verschiebt sich mit höherer Dämpfung zu kürzeren Wellenlängen. Die Ursache dafür liegt in der Abhängigkeit des Verstärkungsspektrums von der Verstärkersättigung: Da Erbium ein 3- bis 4-Niveausystem bildet, d.h. das Verhältnis von Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt sich mit der Wellenlänge ändert, treten Reabsorptionseffekte zu kürzeren Wellenlängen hin auf und das Verstärkungsspektrum wird pumpleistungs- und sättigungsabhängig. Aufgrund der

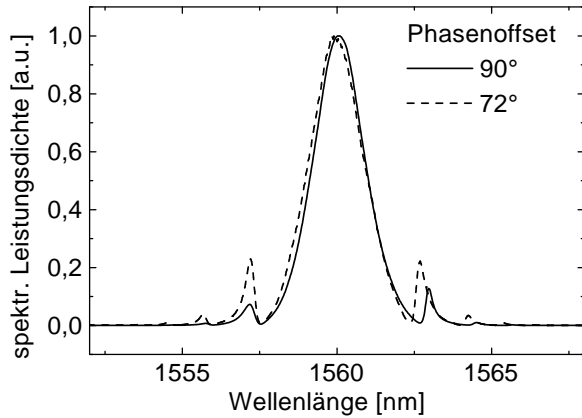


Abb. 6.15: Vergleich der Leistungsspektren bei Phasenoffsets von $\Delta\Phi_0 = 72^\circ$ und $\Delta\Phi_0 = 90^\circ$.

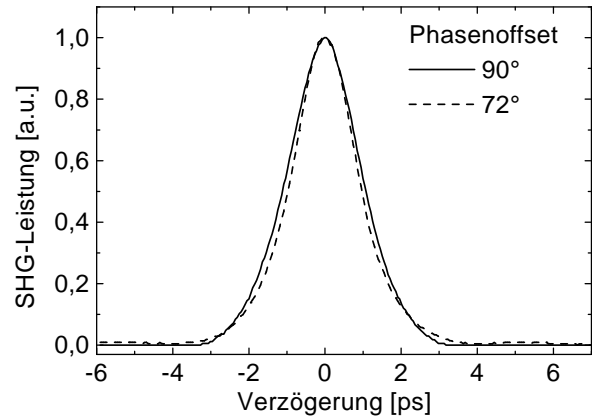


Abb. 6.16: Vergleich der Autokorrelationen bei Phasenoffsets von $\Delta\Phi_0 = 72^\circ$ und $\Delta\Phi_0 = 90^\circ$.

erhöhten Dämpfung stellt sich nun eine höhere Verstärkung und damit eine stärkere Inversion des Verstärkungsmediums ein, so daß die Reabsorption verringert wird, und das Maximum der Verstärkung zu kurzen Wellenlängen hin verschoben wird [20]. Mit der Wellenlänge ändert

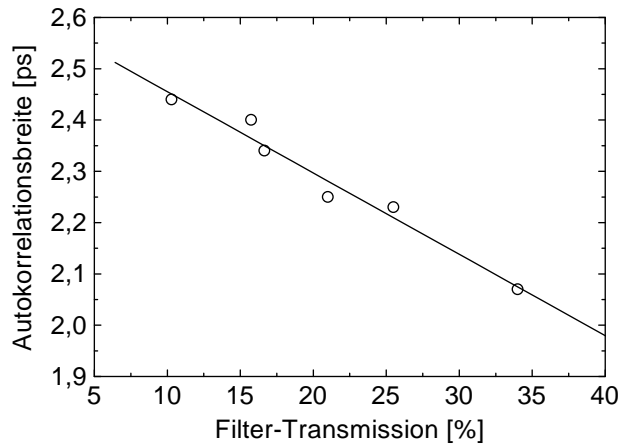


Abb. 6.17: Breite der Autokorrelation in Abhängigkeit von der Transmission des Graufilters. Es wird die Asymmetrie des NOLM variiert.

sich aufgrund der resonanten Änderungen der Dispersion der Verstärker-Faser [21] auch die Impulsformung im Verstärker. Um einen Betrieb des Lasers bei einer festen Wellenlänge zu erzwingen, kann die spektrale Filterwirkung von Doppelbrechung und Polarisator ausgenutzt werden. Dazu wurde der Polarisationsgrad auf 76% justiert. Die Wellenlänge der generierten Impulse lag bei 1542 nm und variierte bei verschiedenen Graufiltern um maximal 0,2 nm. ps-Impulse konnten mit Filtertransmissionen von 10% bis 34% erzeugt werden, während außerhalb dieses Bereiches ($\leq 7\%$ und $\geq 49\%$) nur Rechteckimpulse generiert werden konnten. In Abb. 6.17 sind die Autokorrelationsbreiten in Abhängigkeit von der Filter-Transmission dargestellt. Die Anpassung einer Geraden ergibt eine Steigung von $(-0.016 \pm 0.001)\text{ps}/\%$.

6.2.3 Simulation des Lasers

Die Simulation dieses Lasers erfolgte gemäß dem in Abb. 6.18 dargestellten Schema. Dabei wurden einige Näherungen vorgenommen: An verschiedenen Stellen wurden Verluste zusam-

mengefaßt, für die in Abb. 6.18 jeweils der Transmissionsfaktor τ_D angegeben ist. In der Rückkoppelschleife wurden die Verluste vom NOLM bis zum Verstärker ($\tau_D=0,61$), vom Verstärker bis zum Ort vor dem 20%-Koppler ($\tau_D=0,87$) und vom Ort vor dem 20%-Koppler bis zum NOLM ($\tau_D=0,64$) zusammengefaßt. Im NOLM wurden die Verluste der Faserbank, des Rotators und des Asymmetriefilters zu $\tau_D=0,57 \cdot \tau_A$ zusammengefaßt. Der nichtlineare Brechzahlkoeffizient wurde für alle Fasern dieses Resonators als $2,4 \cdot 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$ angenommen. Ferner wurden resonante Änderungen der Dispersion der Verstärkerfaser außer acht gelassen (vgl. Anh. B). Der Pumpleistungsverlauf in der Verstärkerfaser wurde als konstant genähert. Für

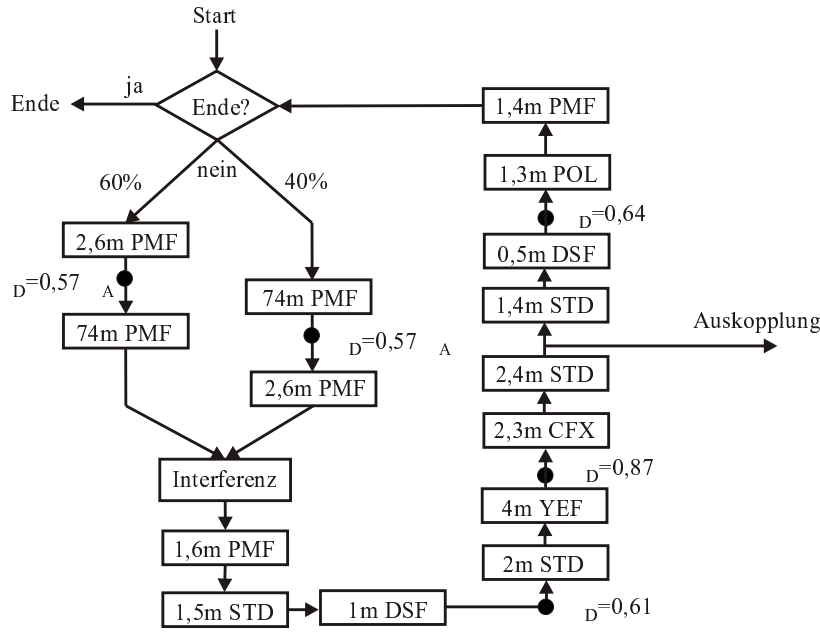


Abb. 6.18: Schema der Simulation des F8L (Konfiguration 1). Die Kästen repräsentieren die verschiedenen Faserstücke. Die Faserbezeichnungen sind in Tab. 6.1 erklärt. Die schwarzen Punkte kennzeichnen die Orte diskreter Dämpfung, wobei jeweils die Transmission τ_D angegeben ist.

die numerische Berechnung der Impulsausbreitung wurde ein Zeitfenster der Breite 40 ps mit 512 Punkten verwendet. Damit beträgt die zeitliche Auflösung etwa 0,078 ps. Das spektrale Fenster hat dann entsprechend eine Breite von 12,8 THz mit einer Auflösung von 25 GHz.

Für die folgenden Ergebnisse wurde das in Kap. 4.2 beschriebene Berechnungsverfahren verwendet, d.h. die Sättigung des Verstärkers wurde anhand der Impulsenergie pro Umlauf neu bestimmt. Um den Stabilitätsbereich der Impulse bis in den Bereich $\gamma' > 0$ zu erweitern, wurde eine geringere Sättigungsleistung zugrundegelegt: Durch die niedrigere Sättigungsleistung vergrößert sich der Betrag der Steigung des Verstärkungskoeffizienten $\tilde{g}(\tilde{W})$, so daß nach Glg. 4.33 auch für geringere Energien eine Stabilität des Impulses erreicht wird. Die experimentell bestimmte Sättigungsleistung der Yb/Er-Faser beträgt $P_{sat}=20 \text{ mW}$, während für die Simulation ein Wert von $P_{sat} = W_{sat}/T_R = 50 \text{ pJ}/468,84 \text{ ns} = 0,107 \text{ mW}$ verwendet wurde. Nach dem in Abschnitt 4.5.2 gesagten entspricht dies dem Fall mehrerer (hier etwa 187) gleicher Impulse im Resonator, von denen ein einzelner repräsentativ berechnet wird.

Die Simulationsrechnung konvergiert gegen einen eindeutigen Gleichgewichtsimpuls unabhängig vom anfänglichen Amplitudenverlauf. Abb. 6.19 zeigt beispielsweise das Konvergenzverhalten für ein anfängliches Rauschen¹⁹ im Vergleich zum Start mit einem schwachen sechförmigen Impuls. Da ein impulsförmiger Amplitudenverlauf als Startvorgabe schneller konvergiert, wurde bei der Berechnung von Gleichgewichtsimpulsen ein solcher bei den weiteren Simulationsrechnungen stets angesetzt. In Abb. 6.19 erkennt man eine zweistufige Entwicklung, die beim Rauschen als Start-Amplitudenverteilung besonders deutlich ausgeprägt ist: Zunächst pegelt sich die Energie durch die schnelle Verstärkersättigung auf einen vorläufigen Wert ein, dann setzt die Impulsformung ein und führt zu einem Einschwingen auf den endgültigen Wert. Der Laser nähert sich also auf andere Weise dem Gleichgewichtszustand als

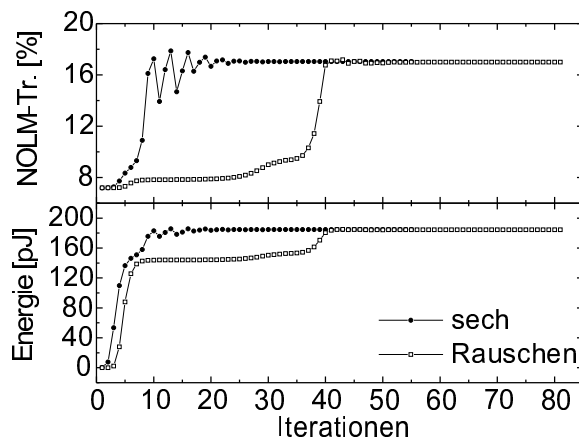


Abb. 6.19: Konvergenz am Bsp. der Energie vor dem 20%-Koppler und der NOLM-Transmission. Verglichen wird der Start mit 1mW cw-Licht mit 50% Rauschen und der Start mit einem 10ps-sech-Impuls mit 1mW Leistung. Die Verstärkersättigung wurde pro Umlauf neu berechnet.

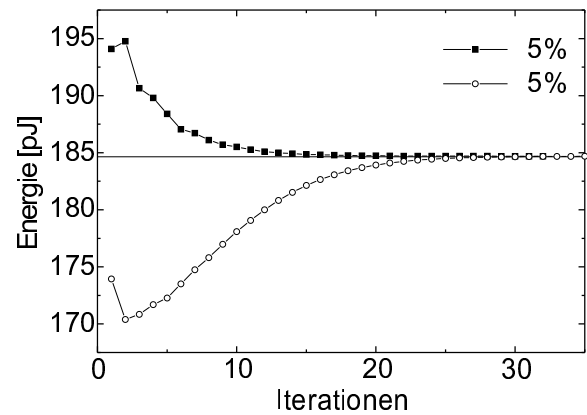


Abb. 6.20: Impulsrelaxation ins Glgw. nach einer Störung der Leistung um $\pm 5\%$ bei konstanter Verstärkung. Beispielhaft ist die Impulsenergie dargestellt. Die Gerade zeigt den Glgw.-Wert an. Parameter (wie auch in Abb. 6.19): $\Delta\Phi_{NL} = 72^\circ$, $\tau_A = 0,34$ und $\tilde{g}_{ks} = 6,85$.

in der Realität, da die Verstärkung einmal pro Umlauf nach der Formel für den stationären Verstärkungskoeffizienten (s. Glg. 4.17) an die Energie angepaßt wird, während sie sich beim realen Laser nur sehr langsam ändert. Die Relaxation eines gestörten Gleichgewichtsimpulses in das Gleichgewicht läßt sich jedoch auch realistischer erfassen, indem die Verstärkung konstant gehalten wird. In Abb. 6.20 ist beispielhaft die Relaxation eines Impulses bei konstanter Verstärkung dargestellt, der um $\pm 5\%$ in seiner Leistung gegenüber dem Gleichgewicht gestört wurde. Wie man erkennt, benötigt der Laser für eine Rückkehr ins Gleichgewicht etwa 30 Resonatorumläufe, das entspricht einer Zeit von $14\mu\text{s}$. Damit wird die Annahme bestätigt, daß die Impulsdynamik sehr viel schneller als die Verstärkerdynamik abläuft. Wie sich bei den Simulationsrechnungen zeigte, konnte bei konstanter Verstärkung keine Konvergenz erzielt werden, wenn der Startimpuls zu stark vom Gleichgewichtsimpuls abwich. In diesem Fall

¹⁹Hierbei wurde die Randdämpfung des Berechnungsfensters ausgeschaltet, um ein (periodisch fortgesetztes) gleichmäßiges Rauschen zu erzeugen.

zerfiel der Impuls, wobei er zunehmend an Leistung verlor und sich dispersiv verbreiterte. Im Gegensatz dazu wurde beim Verfahren mit pro Umlauf berechneter Verstärkersättigung stets eine Konvergenz erzielt, wenn ein Gleichgewichtszustand existierte. Daher wurde in der Regel dieses Verfahren angewandt, um den dynamischen Verstärkungskoeffizienten $\gamma(\widetilde{W})$ und die zugehörigen Gleichgewichtsimpulse für einem möglichst großen \widetilde{W} -Bereich zu ermitteln.

6.2.4 Ergebnisse der Simulation und Vergleich mit dem Experiment

Die Simulation liefert für verschiedene Pumpraten (bzw. Kleinsignalverstärkungskoeffizienten \tilde{g}_{ks}) auch unterschiedliche Gleichgewichtsimpulse, die sich in ihrem dynamischen Verstärkungskoeffizienten unterscheiden. Aus der Energie und der Verstärkung im Gleichgewichtszustand läßt sich der Verlauf von $\gamma(\widetilde{W})$ berechnen. Er ist in Abb. 6.21 für einen Phasenoffset von $\Delta\Phi_0=72^\circ$ und eine Asymmetriefilter-Transmission von $\tau_A=34\%$ dargestellt. Als Bezugspunkt wurde der Ort vor dem Ausgangskoppler gewählt. Stabile Impulse können nach Kap. 4.4.1 nur

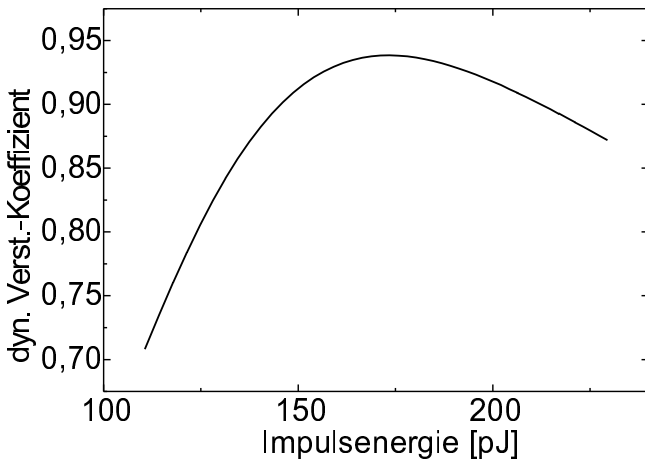


Abb. 6.21: Berechneter dynamischer Verstärkungskoeffizient. Die Parameter des Lasers waren $\Delta\Phi_0 = 72^\circ$ und $\tau_A = 34\%$.

im Bereich negativer Steigung von γ erzielt werden. Wie sich bei den Simulationsrechnungen zeigte, trat bei Pumpraten oberhalb von $\tilde{g}_{ks} = 7,95$ (also in Abb. 6.21 außerhalb des dargestellten Bereiches zu größeren Energien hin) keine Konvergenz gegen einen von Umlauf zu Umlauf konstanten Impuls auf, sondern der Laser ging in einen Zustand über, bei dem die Impulscharakteristika von Umlauf zu Umlauf zwischen zwei verschiedenen definierten Zuständen hin und her wechselten. Auf diese Verzweigung (oder Bifurkation) wird in Abschnitt 6.2.5 näher eingegangen. Die Kurve des dynamischen Verstärkungskoeffizienten ist also zunächst nur im Bereich negativer Steigung bis zu dieser Verzweigung interpretierbar. Damit bietet sich der Zustand mit maximalem γ als Vergleichszustand mit dem Experiment an. Dieser Zustand entspricht im Experiment dem Fall einer großen Impulsanzahl im Resonator oder einem Zustand, bei dem mit minimaler Energie eine bestimmte Impulsanzahl aufrechterhalten werden kann.

Die im Maximum von γ simulierten Gleichgewichtsimpulse am Ort vor der Auskopplung sind in Abb. 6.22 in der Zeit- und in der Frequenzdomäne dargestellt, und zwar jeweils das Be-

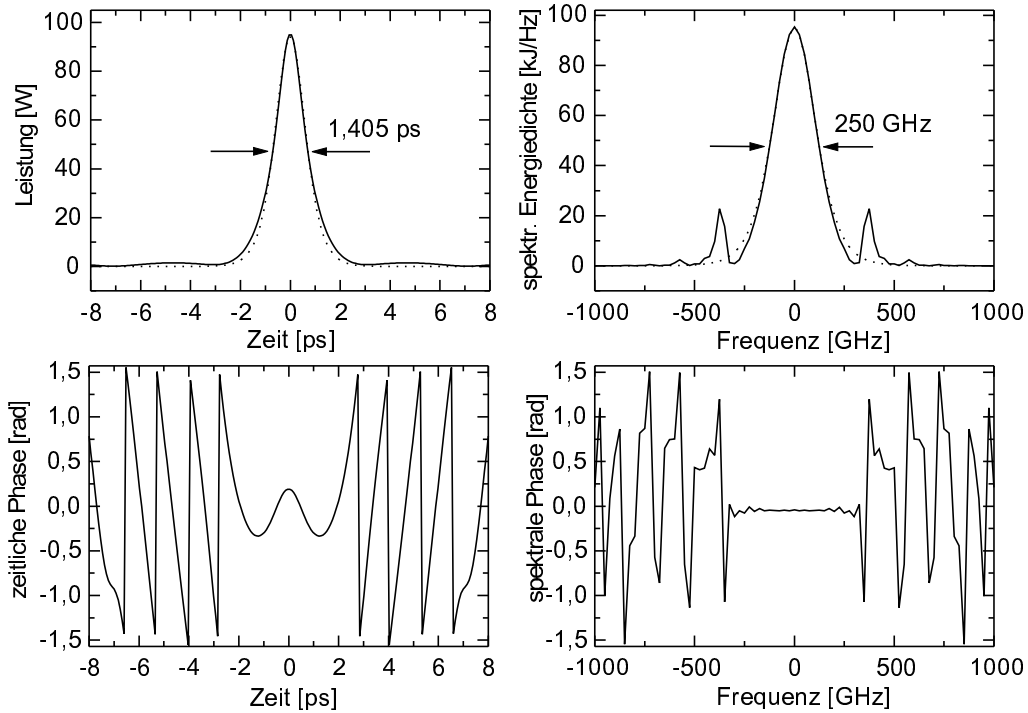


Abb. 6.22: Berechneter Gleichgewichtsimpuls für den maximalen dynamischen Verstärkungskoeffizienten im Zeit- und im Frequenzbereich. Parameter: $\Delta\Phi_0 = 72^\circ$, $\tau_A = 34\%$ und $\tilde{g}_{ks} = 6,6$. In den oberen beiden Abbildungen sind zum Vergleich sech^2 -Funktionen gleicher Breite und gleichen Spitzenwertes gepunktet eingezeichnet.

tragsquadrat und die Phase. Sowohl der Leistungsverlauf als auch die spektrale Energiedichte weichen in den Flanken und Ausläufern von einer sech^2 -Form ab. Wie auch im Experiment treten in der spektralen Energiedichte scharfe Seitenbänder auf, die im Zeitbereich mit den sanften Ausläufern des Impulses korrespondieren. Die Impulsenergie beträgt 173,5 pJ, die Impulsdauer 1,405 ps und die Bandbreite 250 GHz. Damit ergibt sich ein Impulsdauer-Bandbreite-Produkt von 0,351. Die zeitliche Phasenfunktion ist im Bereich des Impulszentrums nicht konstant, sondern konvex gekrümmt. Die Anpassung einer Parabel an die Phasenfunktion an der Stelle des Impulszentrums ergibt eine Krümmung von $d^2\Phi/dt^2 = -1,72 \text{ THz/ps}$. Der Impuls ist also „up chirped“ und daher durch anomale Dispersion komprimierbar. Die spektrale Phase zeigt bei der Zentralfrequenz einen relativ flachen Verlauf mit geringen Oszillationen, die zu den spektralen Flanken des Leistungsspektrums hin zunehmen. An den Stellen, an denen im Leistungsspektrum die Seitenbänder auftreten, durchläuft die Phase jeweils eine sprungartige Änderung.

Wie sich nun die Impulseigenschaften mit der Pumprate ändern, ist in Abb. 6.23 dargestellt. Die Impulsenergie steigt mit zunehmender Pumprate an, während die Impulsbreite, wie bei einer solitonartigen Impulsformung zu erwarten, abnimmt. Die Bandbreite nimmt entsprechend zu, wobei sich das Impulsbreite-Bandbreite-Produkt von 0,37 auf 0,33 verringert. Da sich mit größerer Bandbreite auch der Überlapp der resonanten Seitenbänder mit dem Impulsspektrum

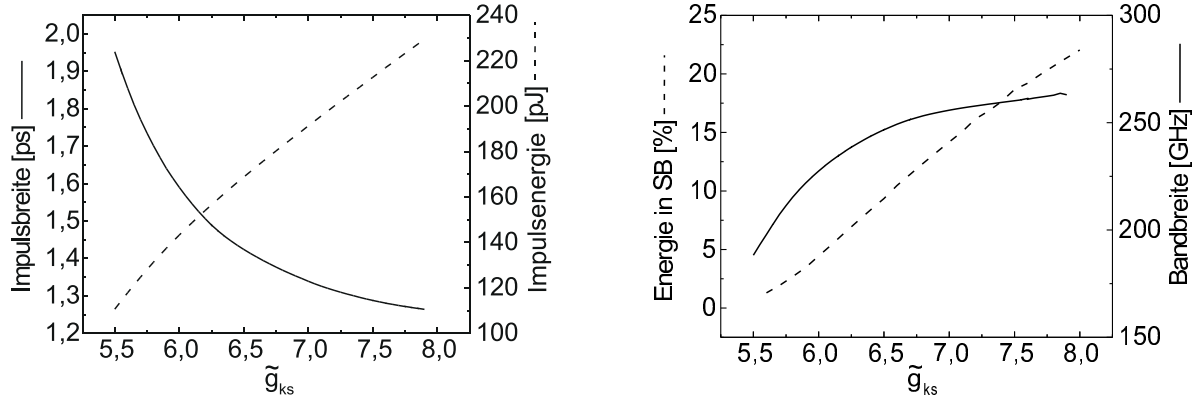


Abb. 6.23: Einfluß der Pumprate auf Impulsbreite, Impulsenergie, Bandbreite und Energieanteil der Seitenbänder (SB) an der Gesamtenergie jeweils am Auskoppelort im Resonator. Vgl. auch Abb. 6.21.

vergrößert, nimmt auch der Energieanteil in den Seitenbändern zu. Übersteigt die Pumprate den für das Maximum von γ benötigten Wert, so trägt auch die verstärkte Energievariation im Resonator durch eine geringere NOLM-Transmission und eine größere Verstärkung in der Yb/Er-Faser zu einer Vergrößerung der Seitenbänder bei.

Für einen Vergleich mit dem Experiment ist auch die Ausbreitung der Impulse in den Zuleitungsfasern zu den Nachweisgeräten zu berücksichtigen. Da die Intensität durch die Auskoppelung um 80% verringert wird, sind bei der hier verwendeten Länge von 11 m Standard-Faser die nichtlinearen Prozesse gering, und es ist im wesentlichen die Dispersion von Bedeutung. Wie sich zeigt, führt diese im betrachteten Fall zu einer Kompression des Impulses. Die so simulierte und die gemessene Intensitäts-Autokorrelation und die Leistungsspektren sind einander in Abb. 6.24 gegenübergestellt.

Experiment und Simulation stimmen im wesentlichen Kurvenverlauf überein, jedoch treten im Detail einige Abweichungen auf: Im Leistungsspektrum ist die deutlichste Abweichung der

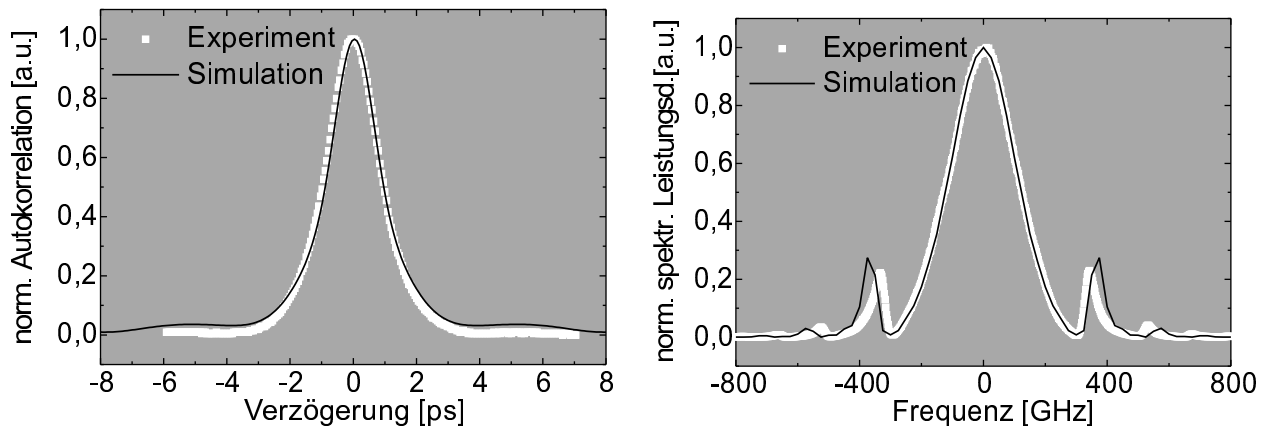


Abb. 6.24: Vergleich von Simulation und Experiment beim F8L der Konfiguration 1 anhand von Autokorrelation und Leistungsspektrum. Der Phasenoffset beträgt $\Delta\Phi_0 = 72^\circ$, die Transmission des Asymmetriefilters $\tau_A = 34\%$. Im Experiment wurde der Polarisationsgrad des Impulses am Ausgang maximiert und ein Zustand mit 15 Impulsen im Resonator eingestellt. Es wurde der Fall eines maximalen dynamischen Verstärkungskoeffizienten berechnet.

zu große Abstand der Seitenbänder $\Delta\nu_{SB}$ von der Zentralfrequenz. Letzteres läßt nach Glg. 3.12 eine zu niedrig angesetzte mittlere Dispersion bei der Simulationsrechnung vermuten. In der Autokorrelation liefert die Simulation stärker ausgeprägte Ausläufer und eine geringere Autokorrelationsbreite. Die Zahlenwerte der Autokorrelationsbreite, der Bandbreite, des Abstands der Seitenbänder vom Maximum des Spektrums und der Impulsenergie werden in Tab. 6.2 für Experiment und Simulation verglichen.

Die Ursache der Abweichungen ist vermutlich die ungenaue Kenntnis verschiedener Laserparameter, wie z.B. die Verluste im Resonator (Spleiße, Verluste am Polarisator) und einige Faserdaten (Dispersion der NL-Faser und der Verstärkerfaser, n_2 der Nicht-Standard-Fasern, Modenfelddurchmesser der YEF-Faser, s. auch Anmerkungen zu Tab. 6.1).

	Experiment	Simulation	Abweichung vom Exp.
Δt_{ak}	$1,95 \pm 0,01$ ps	1,85 ps	-5 %
$\Delta\nu_p$	249 ± 1 GHz	247,4 GHz	-0,6 %
$\Delta\nu_{SB}$	339 ± 1 GHz	368 GHz	+9 %
W_p	206 ± 15 pJ	173,4 pJ	-16 %
W_{SB}	$21,2 \pm 1,5$ pJ	22,5 pJ	+6 %

Tab. 6.2: Vergleich von Autokorrelationsbreite Δt_{ak} , Bandbreite $\Delta\nu_p$, Seitenbandabstand $\Delta\nu_{SB}$, Impulsenergie W_p und Energie der Seitenbänder W_{SB} für Experiment und Simulation.

Räumliche Impulsänderungen im Resonator:

Die hier vorgestellte Modellierung bietet die Möglichkeit, die räumlichen Impulsänderungen zu untersuchen. Zu diesem Zweck wurden die Impulse entlang dem Resonator alle 10 cm berechnet. Abb. 6.25 zeigt in einer dreidimensionalen Darstellung die räumliche Änderung des Leistungsverlaufs des Impulses. Man erkennt deutlich die Abstrahlung der dispersiven Wellen während der Ausbreitung insbesondere im NOLM, ferner das Auseinanderlaufen des schwächeren und die geringe Verbreiterung des stärkeren der beiden gegenläufigen Impulse im NOLM.

Es wurde außerdem die Änderung verschiedener Impulsparameter entlang der Ausbreitungsrichtung berechnet. Abb. 6.26 zeigt die räumliche Variation der Größen Impulsdauer und Chirp. Wie man erkennt, ändert der Impuls im Resonator periodisch seine Eigenschaften: Die Impulsdauer schwankt dabei zwischen 852 fs und 2,31 ps. Der Ort des kürzesten Impulses liegt im NOLM, und zwar für den schwächeren der gegenläufigen Impulse 4,1 m hinter dem NOLM-Eintritt. Der Ort des längsten Impulses liegt kurz vor dem Interferenzpunkt (76,6 m nach dem NOLM-Eintritt), und zwar ebenfalls beim schwächeren der beiden gegenläufigen Impulse. Der stärkere der beiden Impulse im NOLM wird nach 5,5 m auf 867 fs komprimiert und verbreitert sich danach im NOLM deutlich weniger (auf maximal 1,15 ps). In der Rückkoppelschleife verbreitert sich der Impuls zunächst dispersiv und erfährt nach dem Verstärker eine Kompression. Der Chirp - hier beschrieben durch die zweite zeitliche Ableitung der Phase

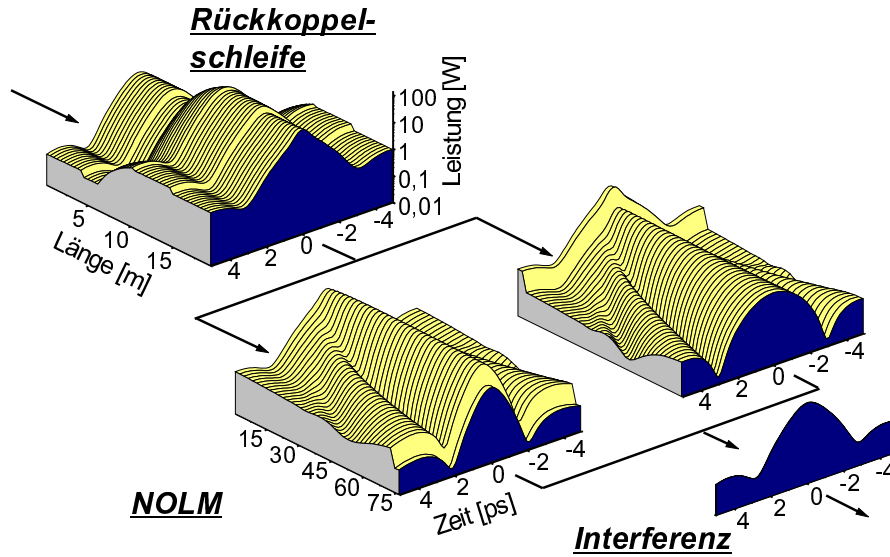


Abb. 6.25: Räumliche Änderung des Betragsquadrates der zeitlichen Impulsfunktion. Die Leistung ist logarithmisch aufgetragen. Die Pfeile deuten den Weg der räumlichen Entwicklung an: Links oben die Rückkoppelschleife, dann eine Aufspaltung in die gegenläufigen Impulse, schließlich die Interferenz. Der gesamte Ablauf setzt sich periodisch fort. Parameter sind $\Delta\Phi_0 = 72^\circ$, $\tau_A = 34\%$ und γ maximal.

im Impulszentrum - schwankt im Resonator zwischen $+0,72 \text{ THz/ps}$ kurz vor dem Verstärker und $-2,46 \text{ THz/ps}$ kurz vor dem NOLM. An drei Punkten im Resonator wird Chirpfreiheit erreicht: Im NOLM für den schwächeren Impuls $6,2 \text{ m}$ nach NOLM-Eintritt und für den stärkeren Impuls $20,6 \text{ m}$ nach NOLM-Eintritt, in der Rückkoppelschleife $2,6 \text{ m}$ nach Beginn der Verstärkerfaser. Die Orte des geringsten Chirps sind nicht mit denen geringster Impulsdauer

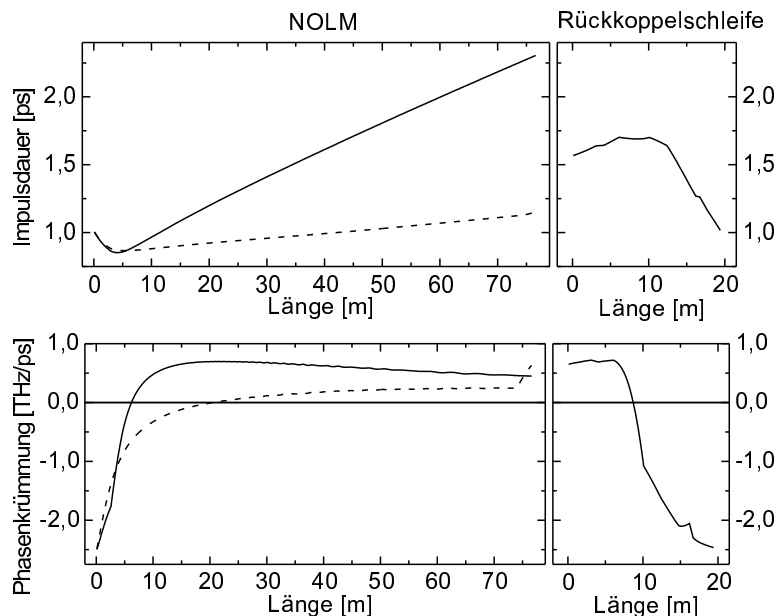


Abb. 6.26: Räumliche Änderung von Impulsdauer und Chirp. Die gegenläufigen Impulse im NOLM sind jeweils in den linken Abbildungen behandelt, wobei die gestrichelten Kurven den in der NL-Faser stärkeren der beiden Impulse beschreibt (40%-Arm des zentralen Kopplers). Beide gegenläufigen Impulse laufen in der Abb. von links nach rechts und erreichen den Interferenzpunkt bei $76,6 \text{ m}$. In den rechten Abbildungen sind die Änderungen in der Rückkoppelschleife dargestellt.

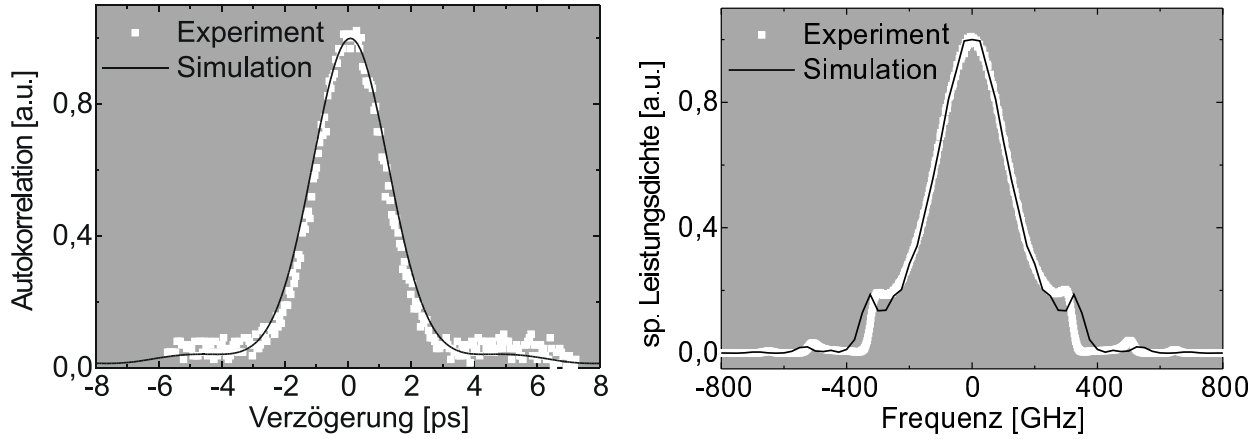


Abb. 6.27: Vergleich von Experiment und Simulation bei einer Auskopplung des Impulses zwischen NOLM-Ausgang und Isolator und einer nachfolgenden Ausbreitung in 11 m Standard-Faser für ein maximales γ . Die Parameter waren $\Delta\Phi_0 = 72^\circ$, $\tau_A = 34\%$ und $\tilde{g}_{ks} = 6,7$.

identisch. Im NOLM dominiert die Dispersion und führt zu einer konkaven Phasenkrümmung, während in der Rückkoppelschleife nach der Verstärkung des Impulses die Kerrnichtlinearität dominiert und zu einer konvexen Phasenkrümmung Anlaß gibt.

Für einen weiteren Vergleich mit dem Experiment an einem anderen Ort im Resonator wurde die Impulsform zwischen NOLM-Ausgang und Isolator berechnet. Dazu wurde in der Simulation die zusätzliche Faserlänge des 5%-Kopplers (s. S.62) und dessen Einfügeverluste mitberücksichtigt. Die Ausbreitung des Impulses bis zu den Nachweisgeräten (11 m Standard-Faser) wurde ebenfalls berücksichtigt. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.27 dargestellt. Im Leistungsspektrum wird beim Hauptpeak eine relativ gute Übereinstimmung erzielt, wobei der Abstand der Seitenbänder von der Zentralfrequenz, wie auch schon im ersten Vergleich (vgl. Abb. 6.24), in der Simulation etwas größere Werte liefert. Von der Simulation werden etwas zu große Werte für die Autokorrelationsbreite vorhergesagt, der prinzipielle Verlauf stimmt überein.

In Tab. 6.3 sind die Zahlenwerte von Autokorrelationsbreite, Bandbreite, Seitenbandabstand und Impulsenergie gegenübergestellt und die prozentualen Abweichungen angegeben. Weitere Daten des simulierten Impulses am Ort des 5%-Kopplers sind die Impulsdauer $\Delta t_p = 1,604$ ps, das Impulsdauer-Bandbreite-Produkt $PBP = 0,44$ und der Chirp $d^2\Phi/dt^2 = 0,520$ THz/ps.

	Experiment	Simulation	Abweichung vom Exp.
Δt_{ak}	$2,6 \pm 0,1$ ps	2,90 ps	+10 %
$\Delta \nu_p$	279 ± 1 GHz	277 GHz	-0,7 %
$\Delta \nu_{SB}$	299 ± 1 GHz	325 GHz	+12 %
W_p	23 ± 2 pJ	19,2 pJ	-17 %

Tab. 6.3: Vergleich von Autokorrelationsbreite Δt_{ak} , Bandbreite $\Delta \nu_p$, Seitenbandabstand $\Delta \nu_{SB}$ und Impulsenergie W_p für Experiment und Simulation am Ort zwischen NOLM-Ausgang und Isolator.

Der Impuls ist also „down-chirped“ und kann durch normale Dispersion komprimiert werden. Auf der Faserstrecke zu den Nachweisgeräten verbreitert er sich demnach.

Variation des Phasenoffsets:

Die Impulscharakteristika der bei einem geänderten Phasenoffset von 90° generierten Impulse sind für Simulation und Experiment in Tab. 6.4 einander gegenübergestellt. Die Abweichungen liegen in ähnlicher Größenordnung wie beim Phasenoffset von 72° . Die Bandbreite zeigt sehr geringe Abweichungen vom Experiment, während die Energie der Seitenbänder hier deutlich größer berechnet wird. Wie auch beim Phasenoffset von 72° ergeben sich in der Simulation für die Autokorrelationsbreite und die Impulsenergie zu niedrige Werte.

	Experiment	Simulation	Abweichung vom Exp.
Δt_{ak}	$2,21 \pm 0,01$ ps	2,02 ps	-8,6 %
$\Delta \nu_p$	235 ± 1 GHz	236 GHz	+0,4 %
$\Delta \nu_{SB}$	360 ± 1 GHz	381 GHz	+5,8 %
W_p	162 ± 3 pJ	153 pJ	-5,6 %
W_{SB}	$8,1 \pm 0,2$ pJ	14,4 pJ	+78 %

Tab. 6.4: Vergleich von Autokorrelationsbreite Δt_{ak} , Bandbreite $\Delta \nu_p$, Seitenbandabstand $\Delta \nu_{SB}$ Impulsenergie W_p und Energie der Seitenbänder W_{SB} für Experiment und Simulation bei $\Delta \Phi_0 = 90^\circ$.

Von der Simulation wird richtig wiedergegeben, daß bei $\Delta \Phi_0 = 90^\circ$ im Vergleich zu $\Delta \Phi_0 = 72^\circ$ eine etwa 10% größere Autokorrelationsbreite, eine etwa 5% niedrigere Bandbreite und ein etwa 5% größerer Seitenbandabstand auftritt. Die Reduzierung der Energie bei $\Delta \Phi_0 = 90^\circ$ wird von der Simulation etwas niedriger berechnet als aus den experimentellen Daten hervorgeht, was aber auf die Ungenauigkeit der Energiemessung zurückzuführen ist. Die Reduktion der Seitenbänder durch den höheren Phasenoffset bezieht sich nach dem Experiment auf 62%, nach der Simulation auf 44%.

Ferner wurde der Einfluß des Phasenoffsets auf die Impulsparameter über einen weiten Be-

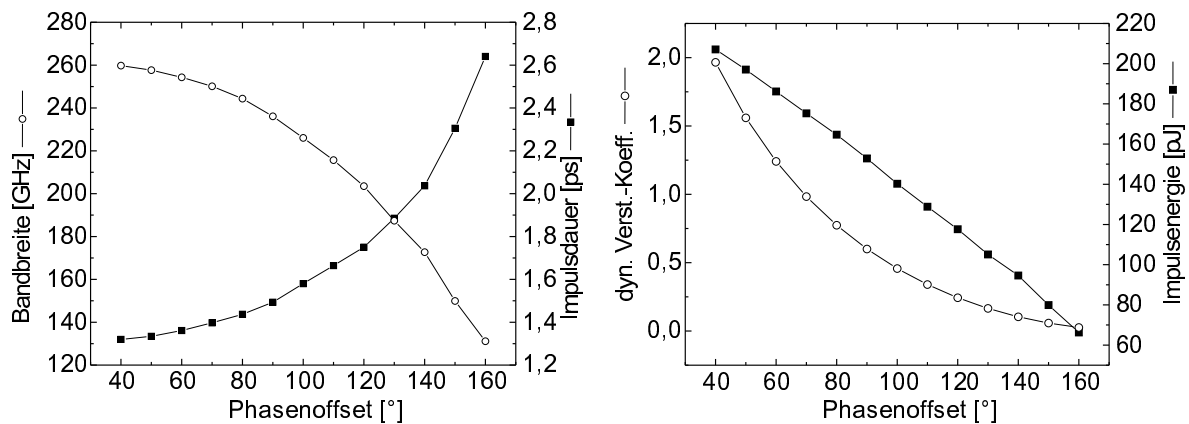


Abb. 6.28: Variation des Phasenoffsets. Berechnete Impulseigenschaften am Auskoppelort bei maximalem γ . Die Graufiltertransmission beträgt $\tau_A = 34\%$.

reich theoretisch untersucht (s. Abb. 6.28). Wie sich zeigt, verringert sich die Impulsenergie mit zunehmendem Phasenoffset, da sich dabei auch die notwendige nichtlineare Phasenverschiebung für eine maximale NOLM-Transmission verringert. Wie man es für ein Soliton erwartet, vergrößert sich mit abnehmender Energie die Impulsdauer überproportional. Die Bandbreite nimmt entsprechend der Fouriertransformation mit größerer Impulsdauer ab. Durch die Erhöhung des Phasenoffsets wird auch die Transmission für Gleichlicht erhöht, was sich in einem geringeren dynamischen Verstärkungskoeffizienten ausdrückt. Außerhalb des dargestellten Bereiches konnte keine eindeutige Konvergenz bei maximalem γ erzielt werden. Unterhalb von $\Delta\Phi_0 = 40^\circ$ tritt schon im Bereich positiver Steigung von γ eine Bifurkation (s. Kap. 6.2.5) auf, so daß im Maximum kein eindeutiger Zustand vorliegt.

Variation der Asymmetrie:

Die Asymmetrie des NOLM ist durch das asymmetrische Koppelverhältnis und die Dämpfung in der Faserbank gegeben. Bei einer Graufiltertransmission von 1 stehen die Energien der gegenläufigen Impulse im Verhältnis 34:40. In der Simulation wurde die Graufiltertransmission im Bereich von $\tau_A=100\%$ bis $\tau_A=5\%$ variiert und jeweils der Impuls mit maximalem γ bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.29 dargestellt. Oberhalb von $\tau_A=52,5\%$ konnte kein Maximum von γ gefunden werden, da bei Erhöhung der Pumprate schon vor Erreichen des Maximums der Bifurkationspunkt erreicht wurde, so daß keine eindeutige Konvergenz mehr auftrat. Wie sich zeigt, steigt die Impulsenergie überproportional mit der Graufiltertransmission an. In Übereinstimmung mit dem Experiment fällt die Impulsbreite etwa linear ab. Ein Geradenfit an die Autokorrelationsbreite ergibt eine Steigung von $0,013 \text{ ps}/\%$, die damit etwa 19% geringer ist als der experimentelle Wert. Korrespondierend zur Impulsbreitenverringern vergrößert sich die Bandbreite.

Mit der Änderung der Graufiltertransmission sind zwei Effekte verknüpft: Zum einen wird die Dämpfung im Resonator und damit auch die Gleichgewichtsverstärkung variiert, zum an-

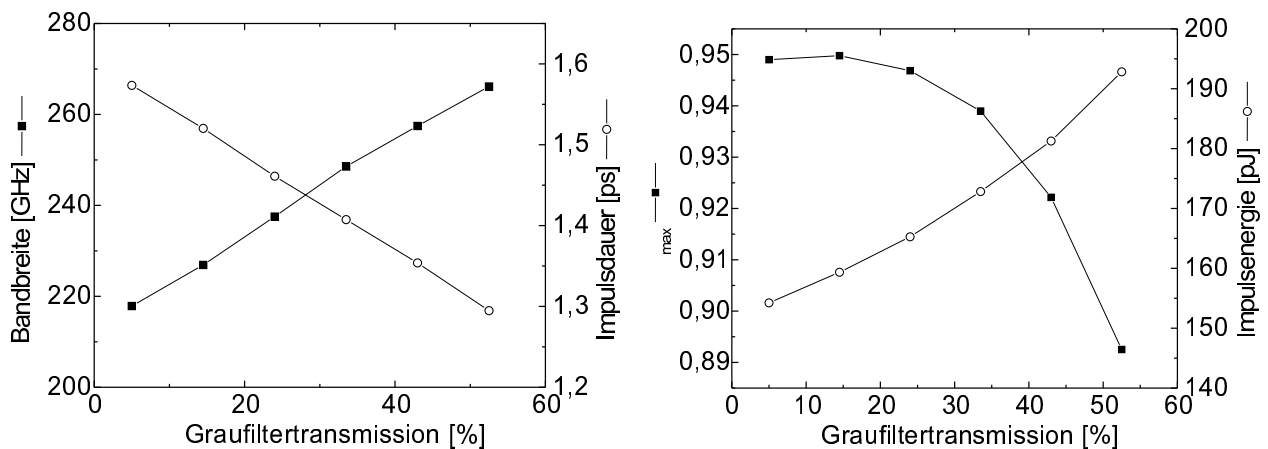


Abb. 6.29: Variation der Transmission des Graufilters. Es wurden die Impulseigenschaften bei maximalem dynamischem Verstärkungskoeffizienten γ am Ort vor dem Ausgangskoppler berechnet. Der Phasenoffset beträgt $\Delta\Phi_0 = 72\%$.

deren wird die notwendige Impulsenergie für die optimale Transmission durch den NOLM verändert. Die Erhöhung der Graufiltertransmission führt zu einer geringeren Energie- bzw. Leistungsdifferenz der gegenläufigen Impulse, so daß die Energie vor dem NOLM ansteigen muß, um die notwendige nichtlineare Phasendifferenz von $180^\circ - \Delta\Phi_0$ (Schaltmaximum) aufzubringen.

Der jeweils maximale dynamische Verstärkungskoeffizient γ_{max} nähert sich bei kleinen Graufiltertransmissionen einem nahezu konstanten Wert von etwa 0,95 an, was sich dadurch erklärt, daß der stärkere der beiden gegenläufigen Impulse bei allen Graufiltertransmissionen die gleiche nl. Phasenverschiebung erleidet, während der schwächere Impuls zu niedrigen Graufiltertransmissionen hin sich einer nl. Phasenverschiebung von Null nähert. Zu hohen Graufiltertransmissionen hin fällt γ_{max} ab, weil sich die Seitenbänder bei breiteren Impulsspektren stärker ausbilden und dadurch zusätzliche Verluste entstehen.

6.2.5 Bifurkationen

Bei der Simulationsrechnung treten Zustände auf, bei denen keine Konvergenz gegen einen eindeutigen Gleichgewichtsimpuls mehr stattfindet, sondern ein Wechsel zwischen zwei Impulszuständen von einem Umlauf zum nächsten auftritt. Bei dem Berechnungsverfahren mit variabler Verstärkersättigung bei jedem Umlauf findet dabei auch ein Wechsel zwischen zwei Werten der Verstärkung statt, was jedoch wegen der langsamen Verstärkerdynamik unphysikalisch ist. Zur Untersuchung dieses Zustandes muß daher das Berechnungsverfahren abgeändert werden. Dies kann auf zwei verschiedene Arten geschehen: Entweder man berechnet die Verstärkersättigung anhand der über einige Umläufe gemittelten Impulsenergie, oder man hält die Verstärkung fest und paßt die Pumprate so an, daß bei der gegebenen Impulsenergie sich nach Glg. 4.27 die konstante Verstärkung ergibt. Beim zweiten Verfahren macht man einen kleinen Fehler, da die räumliche Verteilung des Verstärkungskoeffizienten in der Faser von Umlauf zu Umlauf etwas variiert.

Für den Laser mit den Parametern $\Delta\Phi_0=72^\circ$ und $\tau_A=0,34$ zeigt sich, daß bei beiden Berechnungsverfahren ebenfalls eine Bifurkation auftritt. Beim ersten Verfahren wird die Pumprate variiert. Hier läßt sich keine weitere Bifurkation berechnen, da der Impuls ab einer bestimmten Pumprate in zwei Impulse zerbricht, die sich zum Rand des Berechnungsfensters bewegen, so daß der Zustand in Folge dessen zusammenbricht. Die berechnete Bifurkation ist für dieses Verfahren am Beispiel der Impulsbreite in Abb. 6.30 dargestellt. Beim zweiten Verfahren wird die Verstärkung variiert. Hier läßt sich eine weitere Bifurkation berechnen. Der Zustand der Periode 2 spaltet in einen Zustand der Periode 4 auf. Bei weiterer Erhöhung der Verstärkung bricht auch bei diesem Verfahren der Impuls zusammen. Abb. 6.31 zeigt die nach dem zweiten Verfahren berechneten Bifurkationen am Beispiel der Impulsbreite.

Auch experimentell konnten Periodenverdopplungen für Impulsumläufe festgestellt werden.

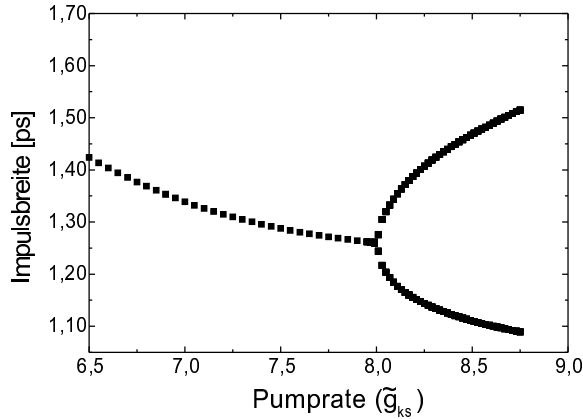


Abb. 6.30: Bifurkation der Impulse am Bsp. der Impulsdauer. Mittlung der Verstärker-Sättigung über 16 Umläufe. Variation von \tilde{g}_{ks} .

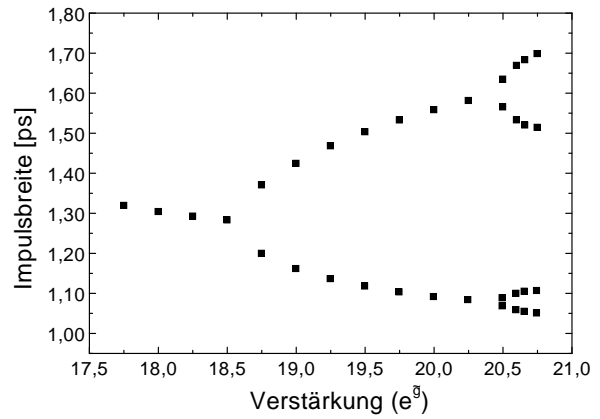


Abb. 6.31: Bifurkationen der Impulse am Bsp. der Impulsdauer. Berechnung bei konstanter Verstärkung.

Dazu wurde ausgehend von einem reinen ps-Impulszustand die Pumprate erhöht und jeweils RF-Spektren aufgenommen. Eine Vervielfachung der Periode spiegelt sich im RF-Spektrum im Erscheinen Subharmonischer der Umlauffrequenz wider, vorausgesetzt, daß auch die Impulsenergie von der periodischen Änderung des Impulses betroffen ist. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.32 dargestellt. Es treten mit höherer Pumprate zunächst Energieanteile bei der halben Umlauffrequenz, dann bei einem viertel und bei einem achtel der Umlauffrequenz auf. Bei weiterer Erhöhung brach der Impulszustand zusammen.

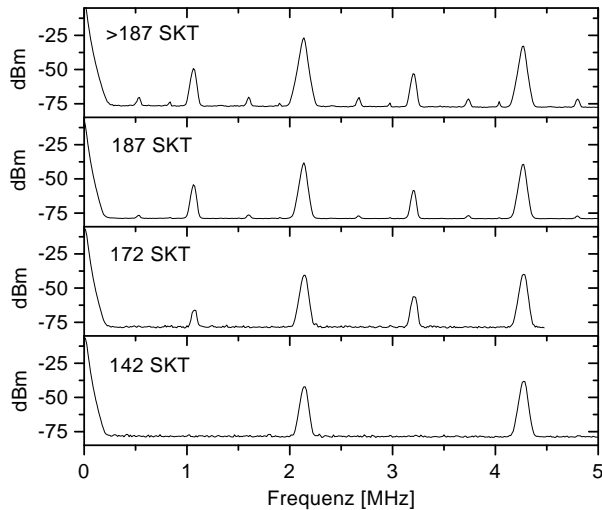


Abb. 6.32: Experimentelle RF-Spektren für verschiedene Pumpraten, angegeben in Skalenteilen (SKT). Die Pumprate wurde ausgehend von einem reinen Impulszustand langsam erhöht.

Da die Impulsenergie bei einem Umlauf nicht mehr erhalten bleibt, stellt sich die Frage, wie sich dieser Zustand periodischer Impulsänderungen in das Konzept des dynamischen Verstärkungskoeffizienten einordnet. Dazu läßt sich folgende Überlegung anstellen: Zustände mit Periode n lassen sich als Gleichgewichtszustand eines neuen Resonators auffassen, der aus n gleichen hintereinandergeschalteten ursprünglichen Resonatoren besteht. An jedem Punkt in diesem neuen Resonator liegen dann bei jedem Umlauf konstante Verhältnisse vor. Bei jeder weiteren Bifurkation muß der Resonator in seiner Struktur verdoppelt werden. Die Verstärker

der n Teilresonatoren sollen gleiche Verstärkung besitzen, stehen also in gewisser Weise miteinander in Korrespondenz. Für den n -periodischen Zustand ergibt sich dann der dynamische Verstärkungskoeffizient als die Summe aller Verluste minus die Summe aller Verstärkungen im n -fachen Resonator, also als $\gamma_n = n(l - g)$. Dies ist wieder die Stationaritätsbedingung des Lasers. Damit kann $\gamma_n(\widetilde{W})$ wie bisher aus der Simulationsrechnung bestimmt werden.

Periodenverdopplungskaskaden, wie sie hier ansatzweise beobachtet wurden, sind bekannt als einer der „Wege ins Chaos“ [53]. Chaotisches Verhalten wurde bei verschiedenen Lasertypen bereits beobachtet [98]. Bei APM-Lasern wird in der Literatur ebenfalls von Periodenverdopplungen und chaotischem Verhalten berichtet, und zwar sowohl bei Farbzentrenlasern [85, 86] als auch bei faseroptischen APM-Lasern mit Polarisationsdrehungs-Mechanismus [89, 14]. Als kritische Parameter, bei dessen Variation die Periodenverdopplung auftritt, wird die Pumprate [89], der Phasenoffset [14] und die Kerrnichtlinearität bzw. die nichtlineare Phasenverschiebung pro Umlauf [86] diskutiert. Im Rahmen dieser Arbeit wurden nach Kenntnis des Autors zum ersten Mal die Periodenverdopplungen auch beim „figure-eight-laser“ theoretisch und experimentell nachgewiesen. Wie sich zeigt, werden durch die Simulationsrechnung auch Effekte komplexer nichtlinearer Dynamik des Lasers richtig erfasst.

6.3 Konfiguration 2: F8L mit Phasenoffset durch 90°-Spleiß

Wie bereits in Kap. 3.2.3 beschrieben wurde, besteht eine zweite Möglichkeit zur Gestaltung eines NOLM's mit Polarisationserhaltung und variablem Phasenoffset in der Verwendung zweier polarisationserhaltender Fasern geringen Längenunterschieds, die unter 90° orientiert verspleißt sind. Es stellt sich die Frage, ob ein solcher NOLM, der im Gegensatz zur Konfiguration 1 ein Mach-Zehnder-artiges Interferometer darstellt und bei entsprechender Längendifferenz der beiden Fasern in höherer Ordnung arbeitet, zur stabilen Erzeugung ultrakurzer Impulse geeignet ist. Durch den Aufbau eines F8L mit einer solchen NOLM-Struktur wurde diese Frage einem praktischen Test unterworfen. Ein solcher Laser besitzt den Vorteil eines einfachen Aufbaus und geringer Kosten. Darüber hinaus kann der Phasenoffset über die Temperatur gezielt gesteuert werden und ermöglicht es somit, einen größeren Bereich des Phasenoffsets zu untersuchen als es mit dem F8L der Konfiguration 1 möglich war. Ferner kann die Modellierung des Lasers hier an einem zweiten unterschiedlichen Laserresonator getestet werden. Ein weiterer Unterschied zur Konfiguration 1 besteht in der etwa um die Hälfte kürzeren nichtlinearen Faser im NOLM, was die Generierung kürzerer Impulse bei einer höheren Repetitionsrate ermöglicht. Schließlich wurde in der Rückkoppelschleife ein telekommunikations-typischer diodengepumpter Erbium-Verstärker eingesetzt. Es konnte gezeigt werden, daß seine geringere Verstärkung und Sättigungsleistung einer Impulserzeugung nicht im Wege stehen.

6.3.1 Aufbau des Lasers

Der Aufbau des Lasers der Konfiguration 2 ist in Abb. 6.33 dargestellt. Als nichtlineare Faser im NOLM dienen zwei Stücke hochdoppelbrechender Faser (PMF, s. Tab. 6.1) von 15 m und 14,8 m Länge, die unter 90° orientiert verspleißt wurden, so daß die Hauptachsen vertauscht werden. Aufgrund des Längenunterschieds der beiden Fasern besitzt der NOLM eine peri-

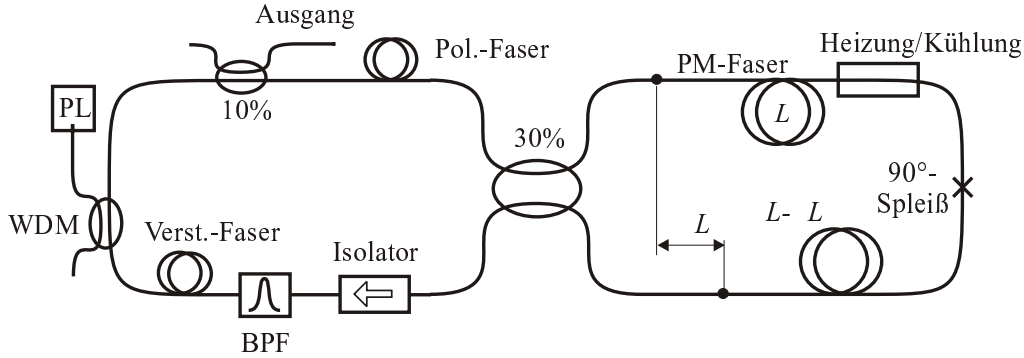


Abb. 6.33: F8L-Resonator der Konfiguration 2. PL: Pumplaser, BPF Bandpaßfilter. Die Länge der PM-Fasern L beträgt 15 m. Ferner ist $\Delta L \approx 0,2$ m.

odische frequenzabhängige Transmission und auch der Phasenoffset wird frequenzabhängig (s. Kap. 3.2.3). Daher wurde, um den Phasenoffset zu fixieren, in der Rückkopplerschleife ein durchstimmbares Bandpaßfilter (BPF) mit einer Bandbreite von 3 nm (375 GHz) eingefügt. Der Verstärker wird durch eine 1 m lange Er^{3+} -dotierte Faser (EDF, s. Tab. 6.1) gebildet, die mit einer Laserdiode bei 980 nm mit bis zu 90 mW gepumpt wird. Die Er-Faser weist eine sehr geringe Doppelbrechung auf, so daß eine zusätzliche spektrale Filterwirkung zusammen mit der polarisierenden Faser vernachlässigbar ist. Durch das Pumpen mit dem Diodenlaser ist eine feinere Steuerung der Pumpleistung als bei der Konfiguration 1 möglich.

Durch einen geeigneten Aufbau konnte mit einem einfachen 30%-Schmelzfaserkoppler mit schwach doppelbrechenden Fasern eine polarisationserhaltende Kopplung von der polarisierenden Faser in jeweils eine Hauptachse der polarisationserhaltenden nichtlinearen Fasern erreicht werden. Dazu wurden dessen Kopplerarme auf etwa 20 cm Länge gekürzt. In diesen kurzen Standard-Fasern bleibt die Polarisation erhalten, wenn sie nicht zu stark gekrümmt werden. Wie sich zeigte, weist jedoch die eigentliche Koppelzone des Kopplers eine lineare Doppel-

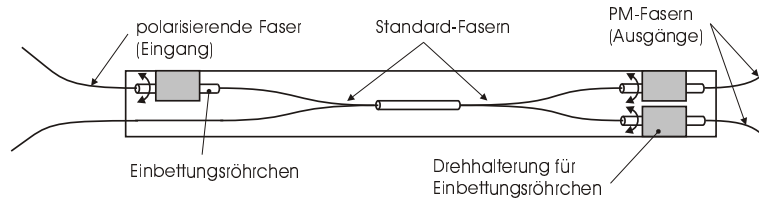


Abb. 6.34: Halterung für einen Schmelzfaserkoppler zur Verwendung als PM-Koppler. Die Einbettungsrohrchen der Spleiße zu den polarisationserhaltenden/polarisierenden Fasern sind drehbar gelagert und fixierbar.

brechung auf. Daher ist eine Orientierung der linearen Polarisierung in Richtung der Achsen dieser Doppelbrechung notwendig, um an beiden Kopplerausgängen wieder eine lineare Polarisierung zu erzielen. Zu diesem Zweck wurde eine Halterung für den Schmelzfaserkoppler konstruiert, die eine Drehung der in Metallröhrchen eingeklebten Spleiße zu den polarisations-erhaltenden bzw. polarisierenden Fasern erlaubt. Sie ist schematisch in Abb. 6.34 dargestellt. Die Anfertigung aufwendiger orientierter Spleiße, wie im Fall von Konfiguration 1, entfällt hier. Statt dessen kann mit einer Standardspleißtechnik gearbeitet werden. Die Justage der Polarisierung kann durch einfache Drehung der Spleiße nachträglich erfolgen. Mit einem Polarimeter wurde die Linearität der Polarisierung an beiden Kopplerausgängen nachgewiesen. Die Rest-Elliptizität betrug etwa 2%.

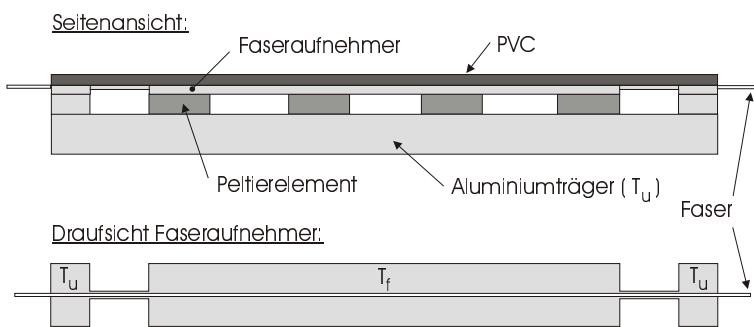


Abb. 6.35: Vorrichtung zur Temperatursteuerung eines 12 cm langen Faserstücks. Die Abdeckung der fasertragenden Nut ist aus PVC gefertigt (Wärmeisolierung). T_u : Umgebungstemperatur, T_f : Fasertemperatur.

Im Unterschied zur Konfiguration 1 ist bei der hier betrachteten Konfiguration eine sehr einfache, stetige und steuerbare Einstellung des Phasenoffsets über die Temperatur eines Teilstücks der nichtlinearen Faser möglich. Deswegen wurde eine Vorrichtung zur Temperatureinstellung konstruiert (s. Abb. 6.35). Sie ermöglicht das Heizen und Kühlen eines Faserstücks auf einer Länge von ca. 12 cm mit Hilfe von 4 Peltierelementen. Das Faserstück liegt spannungsfrei in einer Nut, die in einen Aluminiumblechstreifen gefräst wurde. Das zu heizende/kühlende Volumen ist mit $2 \text{ mm} \times 120 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ gering dimensioniert, um eine schnelle Regelung möglich zu machen. Die Temperatur wird durch „Wärmebrücken“ über einen definierten Gradienten auf die Umgebungstemperatur gebracht. Ihr Wärmewiderstand beträgt etwa 140 K/W , so daß bei einer Temperaturdifferenz von 50 K ein Wärmestrom von etwa $0,7 \text{ W}$ auftritt. Dem gegenüber liefert jedes der 4 Peltierelemente eine Wärmepumpleistung von $0,7 \text{ W}$ bei 50 K Temperaturdifferenz. Mit einem Temperaturregelgerät (Typ: *ILX LDC 3900*, *TE-contr. 39032*) konnte die Temperatur innerhalb von einigen Minuten mit einer Genauigkeit von $0,01 \text{ K}$ auf einen konstanten Wert geregelt werden, wobei ein Thermistor als Sensor verwendet wurde. Die Temperatur konnte im Bereich von -10°C bis $+50^\circ\text{C}$ variiert werden. Nach Glg. 3.9 entspricht dies einem Phasenoffsetbereich von 280° , so daß der Phasenoffset in einem weiten Bereich einstellbar ist.

Die lineare Transmission des NOLM wurde bezüglich ihrer Temperatur- und Frequenzabhängigkeit charakterisiert. Dazu wurde mit einer Erbium-Superlumineszenz-Quelle und einem

optischen Spektrumanalysator (vgl. Kap. 5) das vom NOLM transmittierte Licht und eine Referenzmessung vor dem NOLM jeweils für verschiedene Temperaturen des Steuerelementes aufgenommen. Abb. 6.36 zeigt die Transmission bei 19,54°C; die Periode beträgt 3,116 THz. Trägt man die Maxima und Minima der Transmissionsmessungen für verschiedene Temperaturen in ein Temperatur-Frequenz-Diagramm ein (s. Abb. 6.37), so erhält man eine Gerdenschar konstanter Transmission. Eine minimale (maximale) Transmission entspricht einem Phasenoffset von 0° (180°). Parallel zu diesen Geraden verlaufen auch die Linien konstanten Phasenoffsets. Bei konstanter Wellenlänge ist die Transmission periodisch von der Temperatur abhängig, mit einer Periode von 39 K.

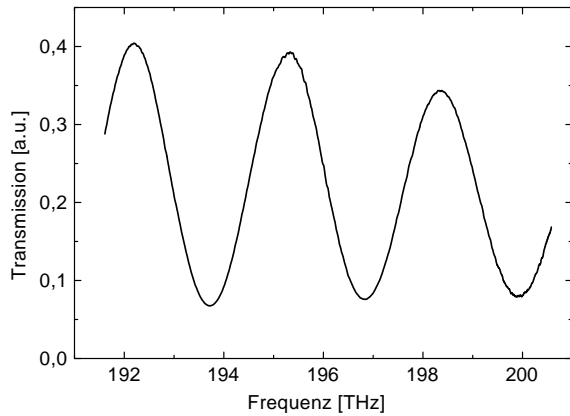


Abb. 6.36: Abhängigkeit der Transmission des NOLM von der Frequenz bei konstanter Temperatur des Steuerelementes von 19,54°.

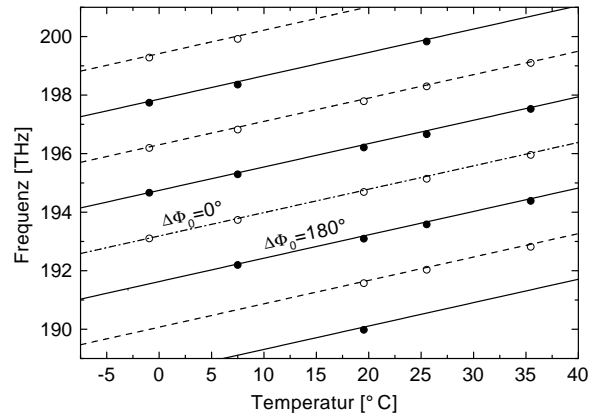


Abb. 6.37: Geraden minimaler (gestr. Linien, offene Kreise) und maximaler (durchgez. Linien, gefüllte Kreise) NOLM-Transmission.

Um die Empfindlichkeit des Interferometers gegenüber Temperaturänderungen der Umgebung zu verringern, wurden die beiden PM-Fasern parallel auf einen Glaskeramikzylinder gewickelt, so daß die Temperaturänderungen nur in beiden Faserstücken gleichzeitig auftreten können, also keinen Einfluß auf den Phasenoffset haben. Wegen der Längendifferenz von etwa 20 cm (54 Beatlängen) liegt jedoch auch eine Abhängigkeit des Phasenoffsets von der Umgebungstemperatur vor, die etwa 15°/K beträgt. Es ist daher auf eine konstante Umgebungstemperatur zu achten. In den Experimenten konnte nachgewiesen werden, daß auch in dieser hohen (54.) Ordnung des Interferometers vom Laser stabile Impulse generiert werden können. Die Empfindlichkeit des Phasenoffsets gegenüber Temperaturschwankungen der Umgebung kann durch Reduzierung der Interferenzordnung verringert werden. Bei einer Längendifferenz von einer Beatlänge (3,7 mm) ändert sich z. B. der Phasenoffset nur noch mit 0,3°/K. Auch beim Sagnacinterferometer der Konfiguration 1 tritt prinzipiell eine Temperaturabhängigkeit des Phasenoffsets auf, die durch diejenige des Faradayrotators und der Viertelwellenlängenplättchen gegeben ist. Beim nicht-polarisationserhaltenden NOLM wirkt sich eine Temperaturänderung auf die Polarisation und über diese auch auf den Phasenoffset aus.

Weitere Details des Aufbaus, wie die einzelnen verwendeten Faserstücke und die Dämpfungen sind im Modellschema in Abb. 6.38 dokumentiert. Die Gesamtverluste des Resonators liegen bei 75,3%, die mittlere Dispersion beträgt 13,6 ps/nmkm und die Umlaufzeit beläuft sich bei einer Resonatorlänge von 50,5 m auf 247,6 ns.

6.3.2 Simulation der Konfiguration 2

Im Unterschied zur Konfiguration 1, bei der in niedrigster Interferenzordnung gearbeitet wird, sind hier aufgrund der hohen Interferenzordnung die Impulse am Interferenzpunkt zeitlich merklich gegeneinander verschoben (um δt). Die Verstimmung kann nicht mehr allein durch den Phasenfaktor des Phasenoffsets berücksichtigt werden. Im Frequenzraum korrespondiert die Verschiebung mit der bereits erwähnten periodischen Kennlinie der NOLM-Transmission (Periode $1/\delta t$), wobei der Phasenoffset die Kennlinie in der Frequenz um $\Delta\Phi_0/360^\circ \cdot 1/\delta t$ verschiebt. Zusammen mit der Transmissionskennlinie des Bandpaßfilters (sechsförmiges Amplitudenfilter, Bandbreite $\Delta\nu_{BPF} = 382\text{GHz}$) resultiert daher eine spektrale Gesamttransmission. Da sich der Impuls mit den Resonatorumläufen erst herausbildet, liegt die Gesamttransmission und die Zentralwellenlänge des Impulses erst im Gleichgewicht fest. Damit ist die Zentralwellenlänge des Impulses zu Beginn der Simulationsrechnung nicht genau vorhersagbar. In der praktischen Durchführung der Simulation wurde das Bandpaßfilter (BPF) um die Nullfrequenz zentriert. Bei einem Phasenoffset des NOLM $\neq 0^\circ$ und $\neq 180^\circ$ ist der Gleichgewichtsimpuls um einen festen Wert gegenüber der Null verschoben. Wegen der Dispersion bewegt sich daher der Impuls langsam im Berechnungs-Zeitfenster, was jedoch wegen des periodisch fortgesetzten Zeitfensters im „split step fourier methode“-Algorithmus und des zeitlich mitbewegten Zeitfilters (s. Kap. 4.3) kein Problem darstellt.

Die Verstimmung des Interferometers wird in der Simulationsrechnung folgendermaßen behandelt: Die die Phasendifferenz $\Delta\Phi_0$ und die zeitliche Verschiebung der interferierenden Impulse gegeneinander um $\delta t = \Delta L \Delta n / c = 325\text{fs}$ werden getrennt berücksichtigt. Zunächst wird die zeitliche Verschiebung so vorgenommen, daß keine *zusätzliche* zeitliche Verschiebung im Berechnungsfenster entsteht, indem der 30%-Impuls um $0,7 \cdot \delta t$ und der 70%-Impuls um $-0,3 \cdot \delta t$ verschoben wird. Wegen der Diskretisierung in der Zeit erfolgen diese Verschiebungen zweckmäßigerweise im Fourierraum durch eine Multiplikation mit den Phasenfunktionen $\exp(i2\pi\nu\delta t \cdot 0,7)$ bzw. $\exp(-i2\pi\nu\delta t \cdot 0,3)$. Vor der Addition der beiden Impulse wird einer der Impulse mit dem ‘nominellen’ Phasenoffset-Faktor $\Delta\Phi_{n0}$ multipliziert. Der sich im Gleichgewicht einstellende Phasenoffset $\Delta\Phi_0$ weicht etwas vom nominellen Wert ab, da die Zentralfrequenz ν_0 des Impulses sich gegenüber Null verschiebt. Es gilt $\Delta\Phi_0 = \Delta\Phi_{n0} - \nu_0\delta t \cdot 360^\circ$.

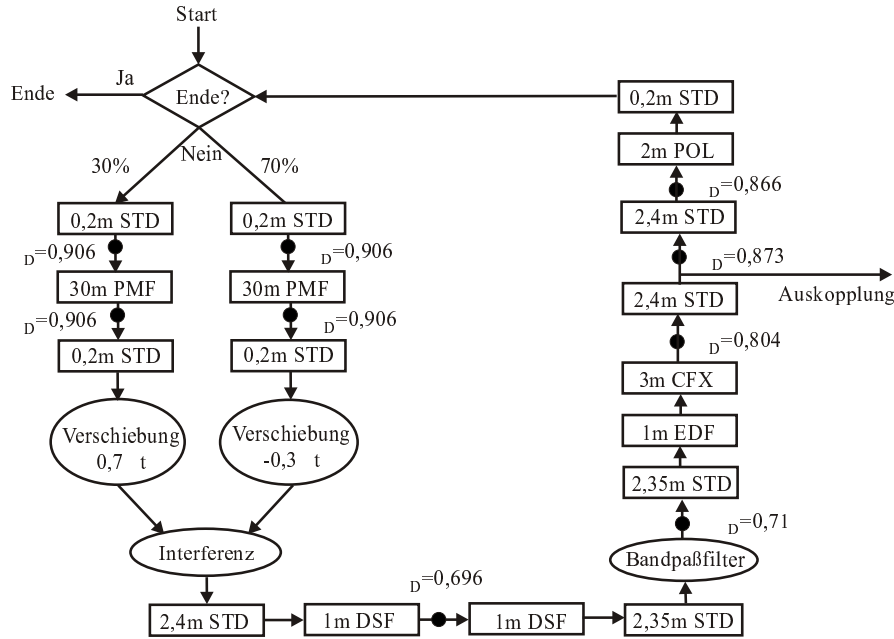


Abb. 6.38: Schema für die Simulation von Konfiguration 2. Die Kästen repräsentieren die einzelnen Faserstücke, die Punkte die Orte diskreter Dämpfung mit jeweils angegebener Transmission.

6.3.3 Ergebnisse von Experiment und Simulation

Wie sich zeigt, startet der Laser der Konfiguration 2 nach einer Erhöhung der Pumpleistung nicht spontan in einem Impulsregime, sondern es ist dazu eine Störung des Resonators beispielsweise durch das Bewegen oder die Erschütterung eines Faserstücks des Resonators erforderlich. Als Ursache des im Vergleich zur Konfiguration 1 schlechteren Startverhaltens ist die geringere Pumpleistung bei gleichzeitig hohen Resonatorverlusten zu sehen.²⁰ Zur Erhöhung der Startschwelle trägt auch die im Vgl. zur Konfig. 1 kürzere Faser im Sagnacinterferometer bei. Eine Justage der Polarisationssteller ist einmalig zur Minimierung der Verluste an der polarisierenden Faser erforderlich. Der Laser startet im Rechteckimpuls- oder Kurzimpuls-Regime. Das Rechteckimpuls-Regime tritt nur bei hohen Pumpleistungen (>70 mW) auf und geht durch Variation der Polarisationssteller oder durch Verringerung der Pumpleistung in das Kurzimpuls-Regime über. Die Untersuchungen an der Konfiguration 2 konzentrierten sich hauptsächlich auf das Kurzimpuls-Regime. Die verwendete Pumpdiode erlaubt eine sehr feine Einstellung des Pumpstroms, so daß die Stufen in der Leistungskennlinie sehr genau vermessen werden können. Abb. 6.39 zeigt einen Ausschnitt aus der Leistungskennlinie für einen reinen Kurzimpulszustand. Die Leistung wurde soweit verringert, bis nur noch ein Impuls vorlag. Bei anschließender Erhöhung konnte die Erzeugung neuer Impulse beobachtet werden, ohne daß dazu die Pumprate sehr weit erhöht werden mußte. In Abb. 6.39 zeigt sich diese Impulserzeu-

²⁰Durch Austausch des Verstärkers gegen den Yb/Er-Verstärker aus Konfiguration 1 und Ausbau des Bandpaßfilters konnte wieder ein vollständiger Selbststart erzielt werden. Da aber die Filterwirkung von Doppelbrechung der Yb/Er-Faser und dem Polarisator durch die Abhängigkeit von der Justage der Polarisationssteller zu undefiniert ist, wurde der Konfiguration mit Er-Verstärker und Bandpaßfilter der Vorzug gegeben.

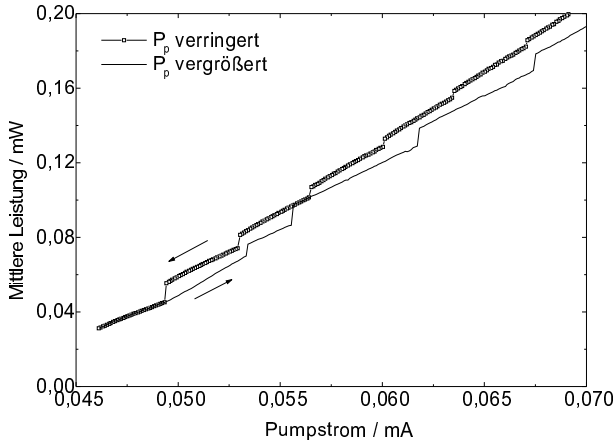


Abb. 6.39: Gemessene Leistungskennlinien für kurze Impulse bei Pumpratenverringerng (Symbole und Linie) und -erhöhung (nur Linie). Der Phasenoffset betrug $\Delta\Phi_0 = 40^\circ$.

gung in den Diskontinuitäten der Kennlinie bei Pumpraterhöhung. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen des Modells in Kap. 4.5.2 wechselt der Laser bei Pumpratenverringerng von einem stabilen Zustand in einen Zustand geringerer Impulszahl, jeweils wenn der Stabilitätsbereich ($\gamma' < 0$) verlassen wird. Die Energiesprünge werden dabei zu kleineren Impulsanzahlen hin größer (s. auch Abb. 4.7). Die geringere Effizienz bei Erhöhung der Pumprate (Aufwärtskennlinie liegt größtenteils unterhalb der Abwärtskennlinie) entspricht im Modell einem nicht optimalen Zustand durch eine zu geringe Impulsanzahl und/oder die Koexistenz mit cw-Licht. Bei einer Störung des Systems geht der Laser sprunghaft unter Impulserzeugung in einen günstigeren Zustand über. Diese Störungen treten in der Aufwärtskennlinie zufällig auf, so daß die Sprünge nicht äquidistant sind.

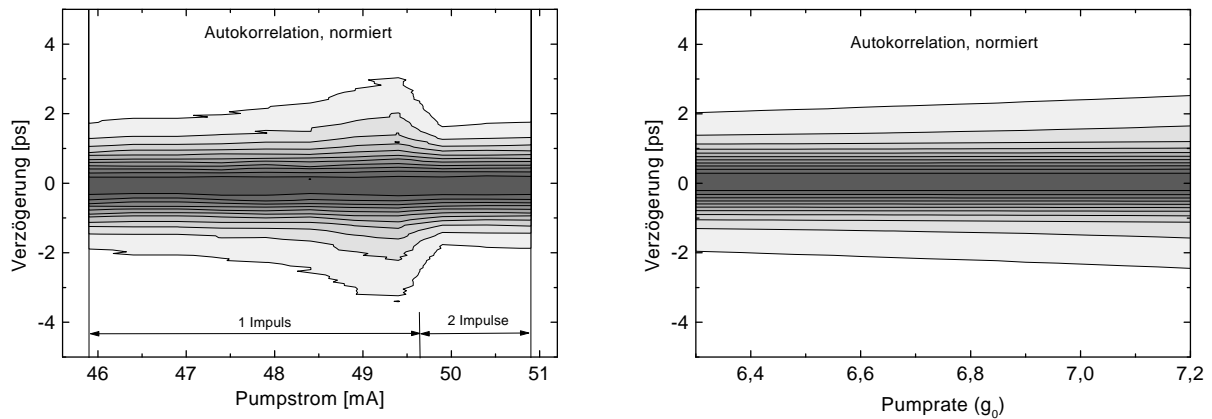


Abb. 6.40: Abhängigkeit der Autokorrelation von der Pumprate ($\Delta\Phi_0 \approx 40^\circ$). Links experimentell, rechts in der Simulation.

Ferner ist durch die genaue Kontrolle der Pumprate eine detaillierte Untersuchung zur Abhängigkeit der Impulseigenschaften von der Pumprate möglich. So zeigt z. B. Abb. 6.40 die Änderung der Autokorrelation als Graustufenbild. Es wurde der Bereich von 1 bis 2 Impulsen pro Umlauf bei Verringerung der Pumprate untersucht. Wie man erkennt, verjüngt sich der Impuls insbesondere in seinen Flanken bei Verringerung der Pumprate. Beim Zusammenbruch eines der Impulse tritt eine plötzliche Verbreiterung des Impulses auf. Nachfolgend verjüngt

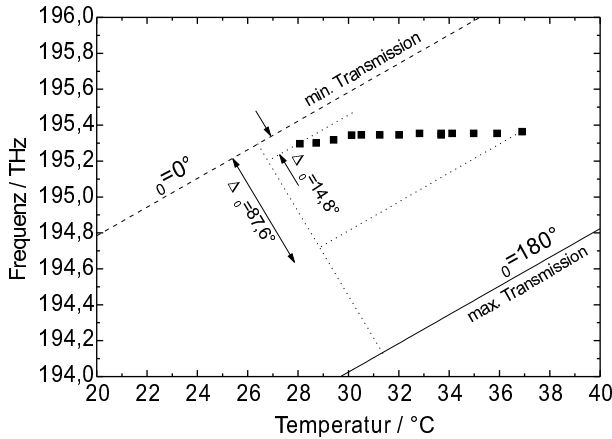


Abb. 6.41: Bestimmung des Phasenoffsets aus der Regeltemperatur und der Frequenz der generierten Impulse. Die realisierten Zustände des Lasers sind als Punkte dargestellt. Der Phasenoffset lässt sich aus dem Abstand der Punkte von der Geraden minimaler linearer Transmission berechnen.

sich der Impuls wieder. Auch in der Simulation zeigt sich eine Verkürzung des Impulses bei geringerer Pumprate. Die sprunghafte Verbreiterung der Impulse beim Zusammenbruch eines Impulses entspricht einem Sprung auf der Kurve des dynamischen Verstärkungskoeffizienten, wie in Abschnitt 4.5.2 erläutert wurde.

Variation des Phasenoffsets:

Durch die Änderung der Temperatur des Steuerelementes wurde der Phasenoffset variiert. Die Bestimmung des jeweiligen Phasenoffsets erfolgt durch die Ermittlung der zentralen Wellenlänge des Impulses und Messung der Temperatur. Diese Werte werden als Punkt in das Temperatur-Frequenz-Diagramm eingetragen (vgl. Abb. 6.37). Der Phasenoffset ergibt sich durch lineare Interpolation zwischen den Geraden für die Phasenoffsets von 0° und 180° (s. Abb. 6.41).

Er konnte unter Aufrechterhaltung des Kurzimpulszustandes im Bereich von 15° bis 88° variiert werden. Ein Vergleich der experimentellen Werte von Autokorrelationsbreite, Bandbreite und Impulsenergie mit denen der Simulation ist in Abb. 6.42 dargestellt. Wie man erkennt, wird der prinzipielle Verlauf der Kurven gut von der Simulation wiedergegeben. Die Abweichungen der Simulation von den experimentellen Werten betragen für die Bandbreite maximal -9% , für die Autokorrelationsbreite maximal -8% und für die Impulsenergie im Mittel $+27\%$.

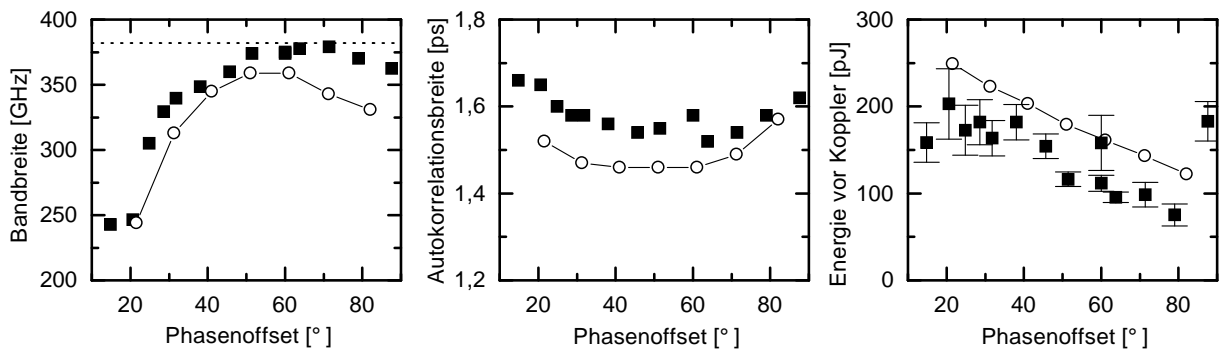


Abb. 6.42: Vergleich von Bandbreite, Autokorrelationsbreite und Impulsenergie in Experiment (Rechtecke) und Simulation (Kreise mit Linie) bei Variation des Phasenoffsets. Die gestr. Linie im linken Diagramm kennzeichnet die Bandbreite des BPF.

Aufgrund der ungenauen Energiebestimmung bei kleiner Impulsanzahl (vgl. Kap. 5) sind in dem entsprechenden Diagramm Fehlerbalken angegeben. Ein Vergleich der Autokorrelationsfunktionen und der Leistungsspektren im Detail ist beispielhaft für zwei Werte des Phasenoffsets (21° und 51°) in den Abbildungen 6.43 und 6.44 dargestellt. Abweichungen treten in den Leistungsspektren hauptsächlich in den Flanken und in der Position der Seitenbänder auf. Möglicherweise liegt die Ursache dafür in der ungenauen Kenntnis über die Dispersion einiger Fasern und über die Transmissionsfunktion des spektralen Filters begründet. Die Oszillationen im Leistungsspektrum des Impulses bei $\Delta\Phi_0 = 21^\circ$ sind auf Impulsbündelungseffekte zurückzuführen. Die Asymmetrie des Spektrums und die prinzipielle Form der Seitenbänder wird richtig wiedergegeben. Erstere kommt durch die asymmetrische Gesamtfilterfunktion von NOLM-Transmission und Bandpaßfilter zustande.

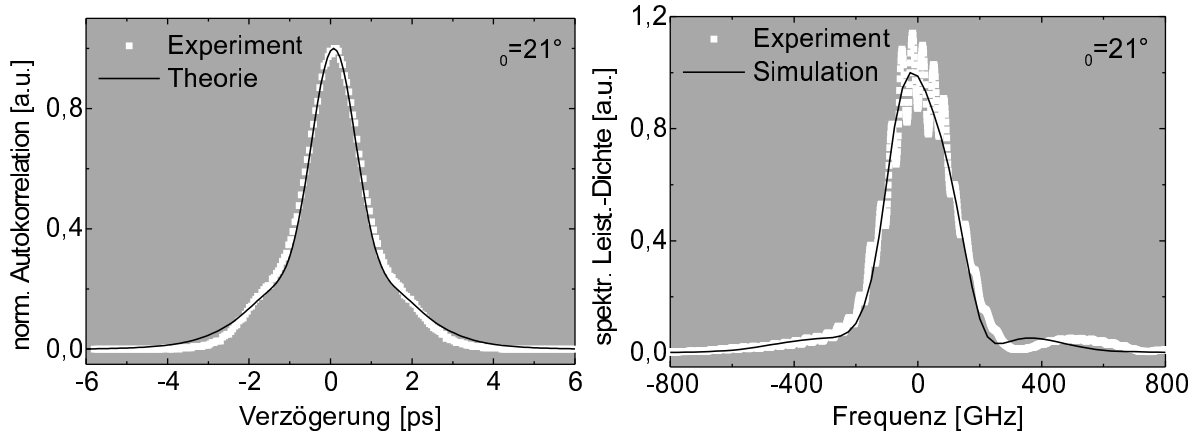


Abb. 6.43: Vergleich von Simulation und Experiment bei einem Phasenoffset von 21° .

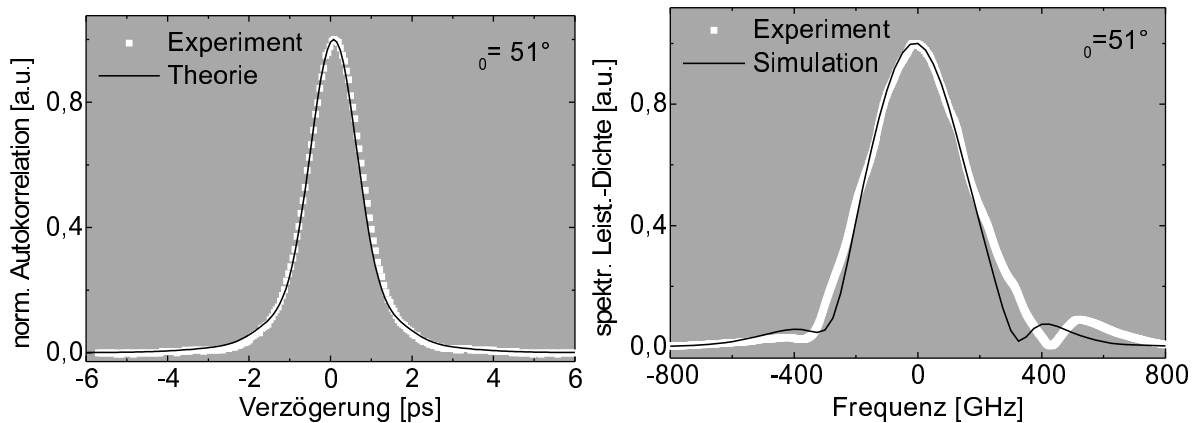


Abb. 6.44: Vergleich von Simulation und Experiment beim Phasenoffset von 51° .

Externe Impulskompression:

Für den Vergleich mit dem Experiment wurden bereits externe Impulsausbreitungseffekte in den verwendeten Zuleitungsfasern zum Autokorrelator berücksichtigt. Durch Verwendung geeigneter externer Faserstrecken läßt sich eine Impulskompression erzielen. Darüber hinaus ermöglicht ein Vergleich der Autokorrelation und des Leistungsspektrums in Experiment und

Simulation nach Ausbreitung in externen Fasern einen indirekten experimentellen Zugang zu Impulsparametern (wie z.B. dem Chirp), die hier direkt nur von der Simulation geliefert werden.

Es wurde der Versuch unternommen, den im Fall eines Phasenoffsets von 60° generierten Impuls extern zu komprimieren. Anhand von Simulationsrechnungen zeigt sich, daß eine externe Standard-Faser mit einer anomalen Dispersion von $16,3 \text{ ps/nmkm}$ den Impuls von 980 fs am Ausgangskoppler auf minimal 807 fs komprimieren kann. Die dazu benötigte Faserlänge ist 3 m . Sehr viel kürzere Impulse können jedoch mit einer dispersionsverschobenen Faser erzielt werden, da in diesem Fall eine sogenannte Solitonenkompression stattfindet: In der dispersionsverschobenen Faser vergrößert sich die Dispersionslänge, so daß u. U. ein Soliton höherer Ordnung vorliegt, das sich bei seiner Ausbreitung periodisch verkürzt und verbreitert. Bei geeigneter Länge kann so eine relativ starke Kompression erreicht werden [2]. Hier konnte mit einer externen Faser vom Typ DSF (vgl. Tab. 6.1) mit einer Dispersion von $+0,91 \text{ ps/nmkm}$ bei 1535 nm eine Kompression auf eine Autokorrelationsbreite von 390 fs erzielt werden. Das entspricht bei Annahme einer sech-Form des Impulses einer Impulsbreite von etwa 250 fs . Abb. 6.45 zeigt das Leistungsspektrum und die Autokorrelation des komprimierten Impulses in Experiment und Simulation. In der Simulation wurde die Ausbreitung des Impulses durch $1,5 \text{ m}$ Standard-Faser und nachfolgende 79 m DSF-Faser berechnet. Es treten einige

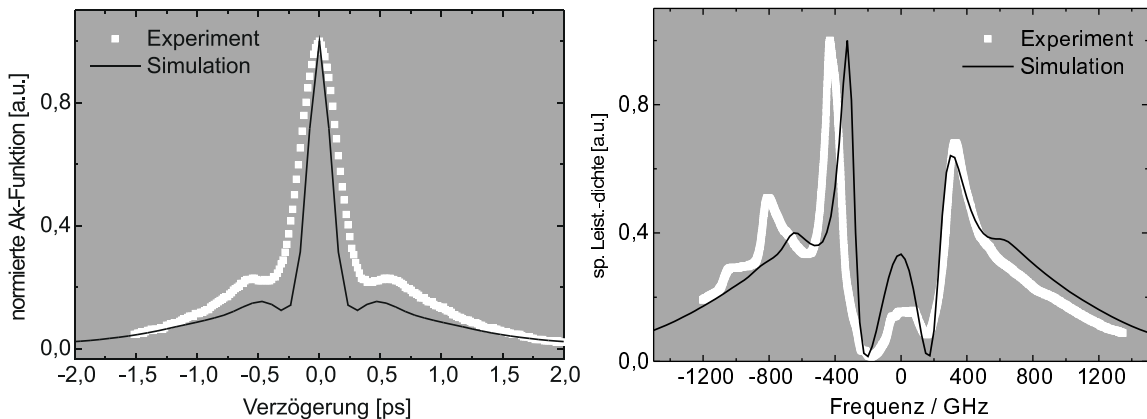


Abb. 6.45: Vergleich der Autokorrelation und des Leistungsspektrums von Simulation und Experiment eines bei einem Phasenoffset von 60° generierten Impulses nach Durchlaufen einer externen Faserstrecke, die aus $1,5 \text{ m}$ Std.-Faser und 79 m dispersionsverschobener Faser besteht.

Abweichungen zwischen Experiment und Simulation auf. Die Simulation sagt einen deutlich kürzeren Impuls von $\Delta t_{AK} = 240 \text{ fs}$ voraus. Der Sattel auf dem die Impulsspitze aufsitzt, ist weniger stark ausgeprägt. Auch im Spektrum treten einige Abweichungen auf. Die prinzipiellen Kurvenverläufe werden jedoch von der Simulationsrechnung richtig beschrieben. Die Abweichungen sind neben den schon beim Ausgangsimpuls auftretenden Abweichungen der Simulation wahrscheinlich auch darauf zurückzuführen, daß die Dispersion 3.Ordnung bei der Berechnung nicht berücksichtigt wurde.

7 Dispersionsmanagement im „figure-eight-laser“

Wie im vorherigen Kapitel gezeigt wurde, weisen die Ergebnisse der Modellierung des F8L eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment auf. In diesem Kapitel wird nun die Modellierung als Werkzeug zur Untersuchung der Optimierung des Lasers eingesetzt. Es wird am Beispiel der Konfiguration 1 der Einfluß der Dispersionsänderung an verschiedenen Orten im Resonator auf die generierten Impulse untersucht. Ferner wird die Möglichkeit eines F8L mit stark normaler Dispersion diskutiert.

7.1 Dispersionskompensation im Resonator

Es können verschiedene Optimierungsstrategien für faseroptische Kurzpulslaser verfolgt werden. Eine ist die Erzielung möglichst kurzer Impulse mit möglichst hoher Energie. Arbeitet der Laser im Solitonenregime, so begrenzen die spektralen Seitenbänder die minimal mögliche Impulsbreite und die Energie des Impulses. Eine Resonatorgestaltung mit geringerer mittlerer Dispersion ermöglicht die Erzeugung kürzerer Impulse [19]. Ferner hat sich zur Unterdrückung der Seitenbänder und zur Erzielung höherer Energien das Prinzip des „pulse stretching“ als vorteilhaft erwiesen [44], welches durch Faserstücke unterschiedlichen Vorzeichens der Dispersion erreicht werden kann. Auch im Nicht-Soliton-Regime, also bei normaler mittlerer Dispersion ist die Minimierung der Dispersion vorteilhaft, um den Chirp der generierten Impulse gering zu halten und minimale Impulsbreiten zu erzielen [91, 45].

Es stellt sich nun die Frage, ob und inwiefern die genaue räumliche Verteilung der Dispersion einen Einfluß auf die generierten Impulse hat, und welche Art der Dispersionskompensation optimale Ergebnisse liefert. Diese Frage soll am Beispiel des F8L der Konfiguration 1 erörtert werden. Bei den folgenden Rechnungen betragen die Laserparameter stets $\Delta\Phi_0 = 72^\circ$ und $\tau_A = 0,34$. Die Dispersion wurde auf zwei verschiedene Arten variiert: zum einen durch Änderung der Dispersion der NL-Faser im NOLM D_{nl} , zum anderen durch Änderung der Dispersion des Verstärkers D_{yef} . Die mittlere Dispersion des Resonators, der sich aus Faserstücken der Länge L_i und der Dispersion D_i zusammensetzt, beträgt bei den Ausgangswerten ($D_{nl} = 15 \text{ ps/nmkm}$ und $D_{yef} = -4 \text{ ps/nmkm}$) $D_{avg} = (\sum_i D_i L_i) / \sum_i L_i = 13,9 \text{ ps/nmkm}$. Eine mittlere Dispersion von Null wird daher durch eine Dispersion der NL-Faser von $D_{nl} = -3,0 \text{ ps/nmkm}$ oder durch eine Dispersion der Verstärkerfaser von $D_{yef} = -337 \text{ ps/nmkm}$ erreicht. In beiden Fällen wurde durch Variation der Pumprate der Zustand mit maximalem dynamischen Verstärkungskoeffizienten bestimmt.

Variation der Dispersion der NL-Faser:

Die Ergebnisse sind in Abb. 7.1 und 7.2 dargestellt, wobei neben der Dispersion der NL-Faser auch die mittlere Dispersion D_{avg} angegeben ist: Es wurde die Impulsenergie, die Impulsbreite und Bandbreite am Ausgangskoppler berechnet. Ferner sind der maximale dynamische Ver-

stärkungskoeffizient γ_{max} und die durch dispersive Kompression des Ausgangsimpulses erzielbare minimale Impulsbreite dargestellt. Anhand der letzteren soll die Impulsbreite der beiden verschiedenen Variationsverfahren untereinander verglichen werden. Die minimal realisierbare

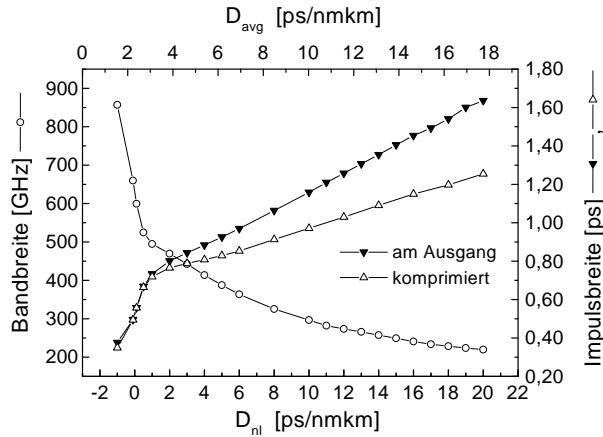


Abb. 7.1: Änderung von Impulsbreite (am Ausgang u. extern dispersiv komprimiert) und Bandbreite mit der Dispersion D_{nl} .

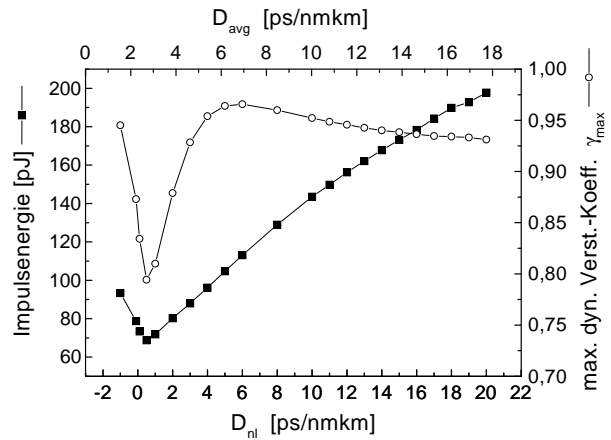


Abb. 7.2: Änderung der Impulsenergie und des maximalen dyn. Verstärkungskoeffizientens mit D_{nl} .

mittlere Dispersion beträgt $D_{avg} \approx 1.5$ ps/nmkm. Unterhalb dieses Wertes wurde keine Konvergenz bei der Impulsberechnung erzielt. Insbesondere bei höheren negativen Werten von D_{avg} liegt dies an einer fortwährenden dispersiv und nichtlinear bedingten Impulsverbreiterung.

Bei Verringerung der Dispersion verkürzt sich die Impulsbreite, während sich die Bandbreite entsprechend erhöht. Auch die Energie verringert sich zunächst. Bei $D_{nl} \approx 0,5$ ps/nmkm tritt ein Abknicken der Kurven der Impulsbreite und der Bandbreite auf: Der Impuls verkürzt sich nun stärker bis auf 376 fs, ebenso wächst die Bandbreite stärker an. Die Energie steigt jenseits des Knickpunktes wieder an. Der dynamische Verstärkungskoeffizient erreicht bei 6 ps/nmkm

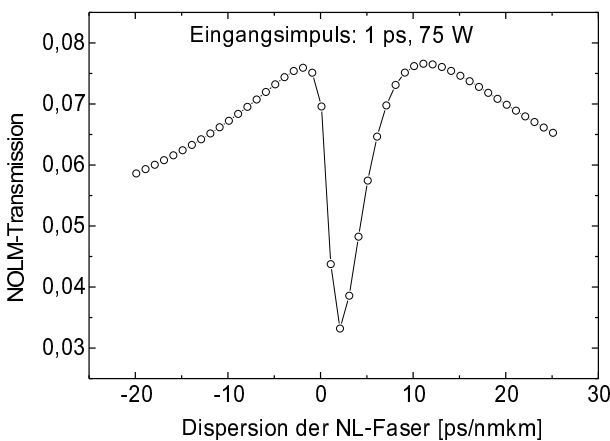


Abb. 7.3: Abhängigkeit der Transmission eines gegebenen Impulses durch den in Konfiguration 1 verwendeten NOLM von der Dispersion der NL-Faser.

den größten Wert, bei dem offenbar die optimale Transmission durch den NOLM erreicht wird. An der Stelle des oben erwähnten Knickpunktes erreicht γ_{max} ein lokales Minimum bzgl. D_{nl} . Zur Deutung dient folgende Betrachtung: Einen ähnlichen Kurvenverlauf erhält man beispielsweise auch, wenn man die Transmission durch den NOLM des Lasers für einen 1 ps-Impuls

mit einer Leistung von 75 W gegen die Dispersion der NL-Faser aufträgt, wie es in Abb. 7.3 dargestellt ist. Das Maximum der Transmission wird bei etwa 11 ps/nmkm erreicht. Bei diesem Wert entspricht die Leistung des stärkeren der beiden gegenläufigen Impulse (30 W) relativ gut der Leistung eines Solitons erster Ordnung bei einer Breite von 1 ps. Das bedeutet, daß der Phasenverlauf des stärkeren Impulses im Interferenzpunkt konstant ist. Der schwächere der beiden Impulse weist dagegen dort einen Chirp auf. Zu niedrigerer Dispersion hin wächst nun die Solitonenordnung des stärkeren Impulses an und erreicht in der Nähe des Minimums der Transmission bei 2,77 ps/nmkm den Wert $N = 2$, d.h. die Leistung ist dort viermal höher als die eines Solitons erster Ordnung. Die Solitonenperiode ist bei $D_{nl} = 2,77$ ps/nmkm mit etwa 141 m etwa doppelt so lang wie der NOLM, so daß der stärkere Impuls am Interferenzpunkt stark komprimiert ist. Dadurch geht bei der Interferenz Licht verloren. Die Abhängigkeit des dyn. Verstärkungskoeffizienten von D_{nl} scheint also primär eine NOLM-typische Eigenschaft zu sein, wobei die Änderung der Impulseigenschaften vor dem NOLM (Energie, Chirp, Impulsbreite) den genauen Kurvenverlauf nur etwas variieren.

Variation der Dispersion der Verstärkerfaser:

Die Dispersion der Verstärkerfaser konnte zu negativen Werten hin bis -301 ps/nmkm variiert werden. Darüber hinaus konnte kein eindeutiges Maximum von γ mehr berechnet werden. Die Ergebnisse der D_{yef} -Variation sind in den Abbildungen 7.4 bis 7.7 dargestellt. Bezüglich der mittleren Dispersion D_{avg} können sie mit den Ergebnissen der D_{nl} -Variation, die in den Abbildungen jeweils gestrichelt dargestellt sind, verglichen werden. Es zeigen sich zum Teil deutliche Unterschiede bei gleichen mittleren Dispersionen. Am deutlichsten unterscheiden sich die Impulsenergie und der maximale dynamische Verstärkungskoeffizient. Während sich die Energie im Fall der D_{nl} -Variation stark ändert, schwankt sie im Fall der D_{yef} -Variation im untersuchten Dispersionbereich nur etwa um $\pm 9\%$. Bei der D_{yef} -Variation werden fast über den ganzen Dispersionsbereich größere γ_{max} -Werte erreicht. Der Maximalwert von γ_{max} wird im Fall der D_{yef} -Variation bei $D_{avg} = 4$ ps/nmkm erreicht und ist um etwa 8% größer als im Fall der D_{nl} -Variation. Die höheren γ_{max} -Werte lassen sich z. T. durch den negativen Chirp der Impulse erklären, da negativ gechirpte Eingangsimpulse nach Kap. 3.2.4 zu einer größeren NOLM-Transmission führen. Das Absinken von γ_{max} zu starkem negativen D_{yef} ist auf einen abnehmenden Chirp vor dem NOLM zurückzuführen. Entsprechend sinkt auch die mögliche externe Komprimierbarkeit der ausgekoppelten Impulse (vgl. Abb. 7.4).

Die Bandbreite zeigt einen ähnlichen monotonen Verlauf wie bei der D_{nl} -Variation, es ergeben sich jedoch kleinere Werte. Entsprechend ist die Breite der komprimierten Impulse größer als bei der Änderung von D_{nl} . In beiden Fällen werden die kürzesten Impulse zu niedrigen mittleren Dispersionen hin erreicht, wobei der Effekt der Kompression immer geringer wird, d.h. die Impulse weisen einen geringeren (linearen) Chirp auf.

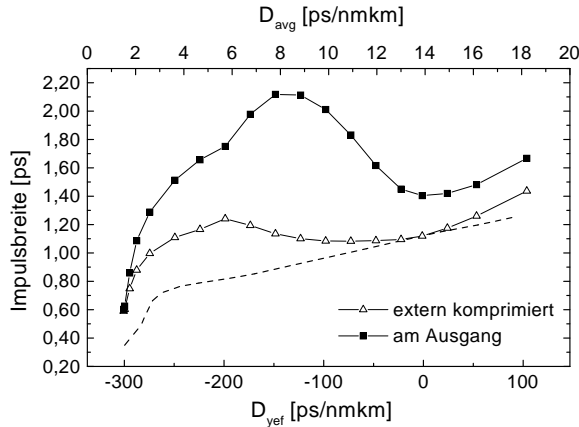


Abb. 7.4: Änderung der Impulsbreite mit D_{yef} (am Ausg. u. extern komprimiert). Zum Vgl. ist die komprimierte Impulsbreite bei D_{nl} -Variation in Abh. von D_{avg} gestrichelt dargestellt.

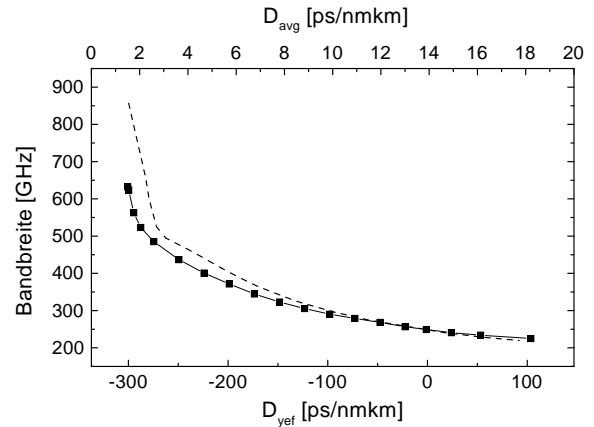


Abb. 7.5: Änderung der Bandbreite mit D_{yef} . Zum Vgl. ist die Impulsbandbreite bei D_{nl} -Variation in Abh. von D_{avg} gestrichelt dargestellt.

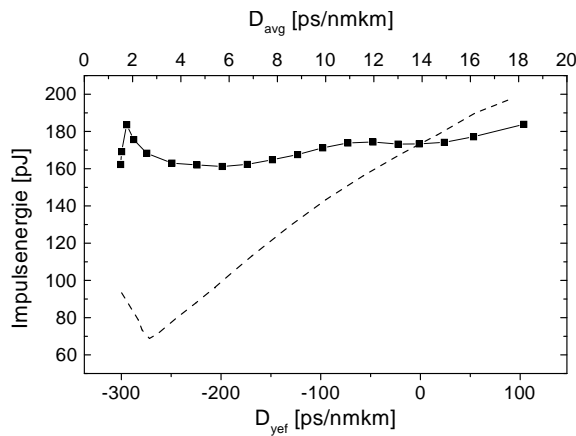


Abb. 7.6: Änderung der Impulsenergie mit D_{yef} . Zum Vgl. ist die Impulsenergie bei D_{nl} -Variation in Abh. von D_{avg} gestrichelt dargestellt.

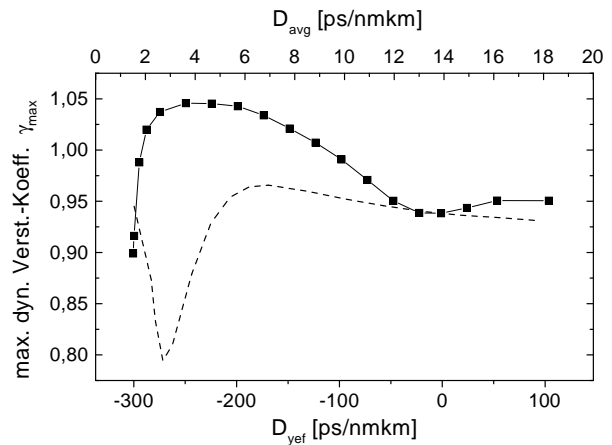


Abb. 7.7: Änderung von γ_{max} mit D_{yef} . Zum Vgl. ist γ_{max} bei D_{nl} -Variation in Abh. von D_{avg} gestrichelt dargestellt.

Die Verringerung der mittleren Dispersion durch D_{yef} hat gegenüber der durch D_{nl} den Vorteil, daß eine Impulsverkürzung bei gleichzeitig hoher Impulsenergie möglich ist, und daß eine bessere NOLM-Transmission erreicht werden kann. Demgegenüber ermöglicht die Verringerung der mittleren Dispersion durch D_{nl} die Erzeugung kürzerer Impulse. Ein weiterer Vorteil der Dispersionskompensation durch die Verstärkerfaser ist die Unterdrückung der Seitenbänder. Dies ist in Abb. 7.8 am Beispiel der Impulsspektren bei einer mittleren Dispersion von etwa 2 ps/nmkm demonstriert.

Eine Verstärkerfaser mit starker normaler Dispersion ist in der Praxis nicht generell verfügbar. Ein vergleichbarer Effekt müßte sich mit einer passiven Faser entsprechender Dispersion vor oder hinter dem Verstärker erzielen lassen. Ein Vorteil der Dispersionskompensation mit einer Faser stark normaler Dispersion in der Rückkoppelschleife liegt in der besseren Einstell-

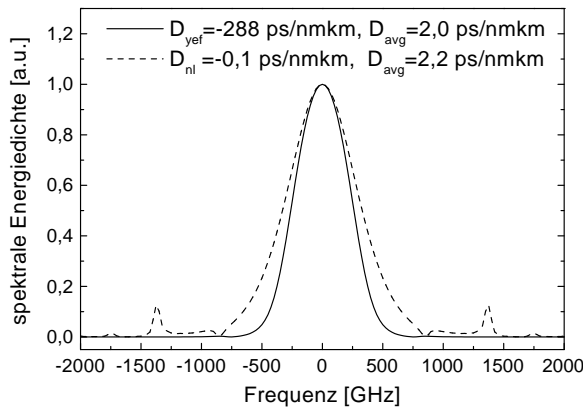


Abb. 7.8: Impulsspektren am Ausgang des Lasers bei Dispersionsvariation durch D_{nl} und D_{yef} .

genauigkeit und der Unabhängigkeit von der Einstellung der Nichtlinearität des NOLM²¹.

Insgesamt zeigt sich, daß die räumliche Verteilung der Dispersion einen großen Einfluß auf die generierten Impulse ausübt. Eine Argumentation anhand der mittleren Dispersion des Resonators ist also für eine genaue Analyse des Lasers nicht ausreichend. Modelle, die die räumliche Struktur des Lasers nicht oder nur ansatzweise behandeln, sind nicht in der Lage deren Einflüsse zu analysieren. Demgegenüber ermöglicht es die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modellierung, die die räumlichen Änderungen der Faserparameter berücksichtigt, diese Effekte zu untersuchen und für eine Optimierung zu nutzen, wie am Beispiel der Dispersion gezeigt werden konnte. Weitere Untersuchungsgegenstände für dieses räumliche Modell sind: die Bestimmung des optimalen Auskoppelortes im Laser, der Einfluß der räumlichen Verteilung der Verluste und des Gains, insbesondere auch ein Vergleich des F8L mit nichtlinearer verstärkender Spiegelschleife (NALM) versus F8L mit NOLM, die Verwendung verschiedener Fasertypen für die NL-Faser im NOLM etc.

7.2 F8L bei stark normaler Gesamtdispersion

Bei normaler mittlerer Dispersion im Resonator ist im allgemeinen keine Stabilität erreichbar, da der Impuls durch das Zusammenwirken von Dispersion und Selbstphasenmodulation bei seiner Ausbreitung immer weiter gechirpt wird und zeitlich auseinanderläuft. Wie bereits in Kap. 3.3.2 erwähnt, kann jedoch durch eine spektrale Filterung die Verbreiterung des Impulses gestoppt werden. Die Filterung kann im Fall sehr kurzer Impulse bei geringer mittlerer Dispersion durch das Verstärkungsspektrum selbst erfolgen, wie in [91] demonstriert wurde. Für die Übertragung des Resonatorkonzeptes auf andere Wellenlängen wird die Frage aufgeworfen, ob eine stabile Impulserzeugung auch im Fall *starker* normaler Dispersion möglich ist. So liegt beispielsweise bei praseodymdotierten Chalkogenidglasfasern ($\text{Pr}^{3+}:\text{As}_2\text{S}_3$), die

²¹Weitere Berechnungen zeigten, daß bei Verwendung großer Längen dispersionskompensierender Fasern in der Rückkoppelschleife eine stärkere Tendenz zu Bifurkationen (s. Kap. 6.2.5) auftritt, die vermutlich mit der großen Nichtlinearität in der Rückkoppelschleife zusammenhängt. Will man diese vermeiden, so ist auf eine Verwendung hochdispersiver Fasern geringer Länge zu achten.

gegenwärtig als potentielle Verstärker bei einer Wellenlänge von 1310nm von Interesse sind [55, 94], die Dispersion bei -700 ps/nmkm [4]. Auch die sehr effizienten Ytterbium-dotierten Quarzglasfasern arbeiten bei ca. 1060 nm im normalen Dispersionsbereich.

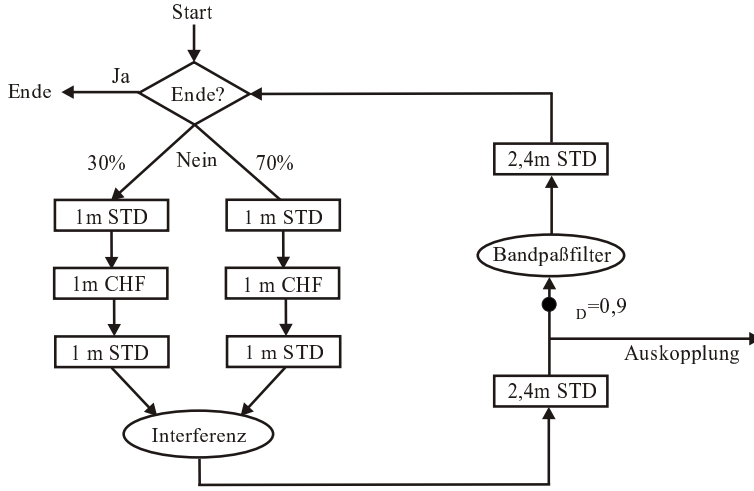


Abb. 7.9: Simulierte F8L-Struktur (NALM) mit einem 1 m langen Chalkogenidglas-Faserverstärker (CHF) in der Spiegelschleife.

Im folgenden soll ein F8L mit einem Chalkogenidglas-Faserverstärker theoretisch diskutiert werden. Die simulierte Laserstruktur ist in Abb. 7.9 dargestellt. Chalkogenidglas besitzt einen um zwei Größenordnungen höheren nichtlinearen Brechzahlkoeffizienten [4] von $240 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$. Die effektive Modenfläche wird zu $10,5 \mu\text{m}^2$ angenommen. Die 1 m lange Verstärkerfaser ist in der nichtlinearen Spiegelschleife positioniert (NALM-Struktur) und trägt damit dominierend zur nichtlinearen Brechzahländerung in der Spiegelschleife bei, dessen Asymmetrie durch den 30%/70%-Koppler bestimmt wird. Die weiteren Fasern sind Standardfasern, deren Dispersion und effektive Modenfläche sich bei einer Wellenlänge von 1310 nm auf 1 ps/nmkm und $75 \mu\text{m}^2$ belaufen. In der Rückkoppelschleife befindet sich hinter dem Auskoppelpunkt ein optisches Bandpaßfilter der Bandbreite $\Delta\nu_{bp}$.

Da sich der Faserverstärker in der Spiegelschleife befindet, wird er von beiden gegenläufigen Impulsen durchlaufen. Zur Berechnung der Sättigung des Verstärkers muß daher Glg. 4.20 abgeändert werden zu:

$$\frac{\partial \tilde{g}(t)}{\partial t} = \frac{1}{\tau_2} \left[\tilde{g}_{ks} - \tilde{g}(t) - (e^{\tilde{g}(t)} - 1) \cdot \frac{\tilde{W}_1(t) + \tilde{W}_2(t)}{W_{sat}} \right] \quad (7.1)$$

Hierbei sind \tilde{W}_1 die Energie des hinlaufenden Impulses vor dem Verstärker und \tilde{W}_2 die Energie des rücklaufenden Impulses am anderen Ende vor dem Verstärker. \tilde{W}_1 und \tilde{W}_2 sind proportional zur Leistung vor der Spiegelschleife. Da der lokale Verstärkungskoeffizient dann von den Energien $W_1(z)$ und $W_2(z)$ am Ort z gemäß

$$\bar{g}(z) = \frac{g_{ks}}{1 + \frac{W_1(z) + W_2(z)}{W_{sat}}} \quad (7.2)$$

abhängt, müssen bei der Berechnung der räumlichen Verteilung von $\bar{g}(z)$ jeweils zwei Energievariablen mitgeführt werden (vgl. Kap. 4.3).

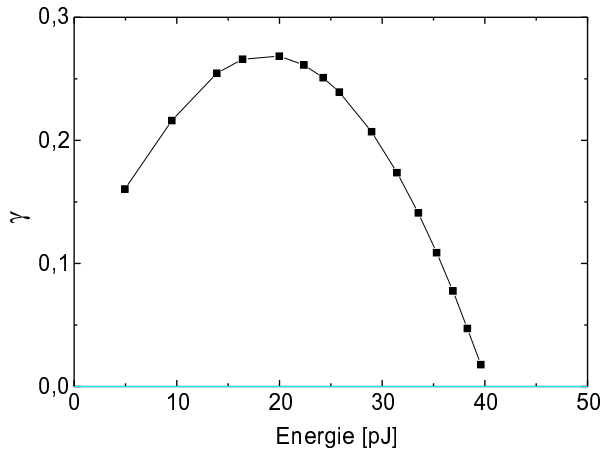


Abb. 7.10: Dynamischer Verstärkungskoeffizient in Abh. von der Energie vor dem NOLM.

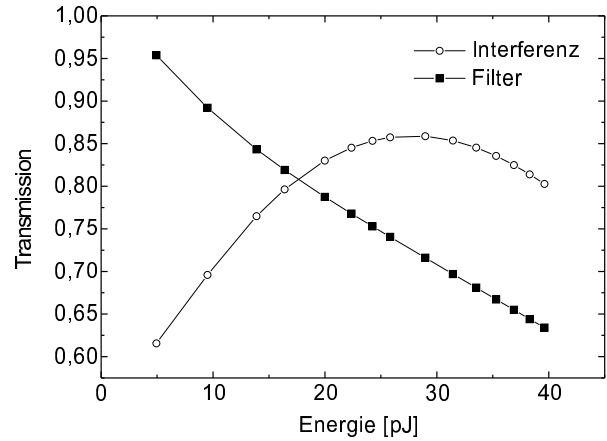


Abb. 7.11: Transmission durch den Interferenzprozeß und durch das Bandpaßfilter.

Zunächst wurde der Laser mit einem gaußförmigen²² Bandpaßfilter einer Bandbreite von $\Delta\nu_{bp}=700$ GHz mit konstanter Phasenfunktion simuliert. Der Phasenoffset betrug $\Delta\Phi_0 = 90^\circ$, die Breite des Berechnungsfensters 100 ps, die Sättigungsenergie $W_{sat} = 20$ pJ.

Die Kurve des dynamischen Verstärkungskoeffizienten ist in Abb. 7.10 dargestellt. In γ fließt hier die Transmission durch das Bandpaßfilter und die aus dem Interferenzprozeß resultierende Transmission ein (s. Abb. 7.11). Durch die Filtertransmission wird das Maximum von γ zu kleinen Energien hin verschoben. Jenseits des dargestellten Energiebereichs für höhere Energien wird keine Konvergenz erzielt, da γ negativ wird. In der Rechnung scheint dann der Impuls zunächst zu konvergieren, spaltet dann aber nach einigen Umläufen in zwei Impulse geringerer Energie auf.

Der resultierende Impuls am Ort des Ausgangskopplers (vor dem Filter) für einen maximalen dynamischen Verstärkungskoeffizienten γ ($\tilde{g}_{ks} = 0,85$) ist bzgl. seines Leistungsverlaufs und Leistungsspektrums in den Abbildungen 7.12 und 7.13 dargestellt. Der Impuls hinter dem Bandpaßfilter ist ebenfalls dort dargestellt. Durch das Bandpaßfilter wird sowohl eine Impulsverkürzung als auch eine Verringerung der Impulsbandbreite bewirkt. Denn da der Impuls stark gechirpt ist (Phasenkrümmung von $d^2\Phi/dt^2 = -0,505$ THz/ps) liegen die Extremfrequenzen in den Flanken des Impulses, und die spektrale Filterung wirkt impulsverkürzend. Wegen des starken Chirps kann der Impuls extern durch anomale Dispersion komprimiert werden. Die minimale Impulsbreite wurde durch $D \cdot L = 2,7$ ps/nm erreicht. Der resultierende Impuls ist ebenfalls in Abb. 7.12 dargestellt. Die Seitenmaxima korrespondieren mit steilen Flanken des Impulsspektrums. Es konnte eine Kompression von 8,3 ps auf 1,1 ps erreicht werden. Dabei verringerte sich das Impulsbreite-Bandbreite-Produkt (PBP) von 6,3 auf 0,84. Der komprimierte Impuls ist also nahezu transformationsbegrenzt.

Die Verwendung eines Bandpaßfilters größerer Breite führt zur Erzeugung von breiteren,

²²auf die Transmission der Leistung bezogen

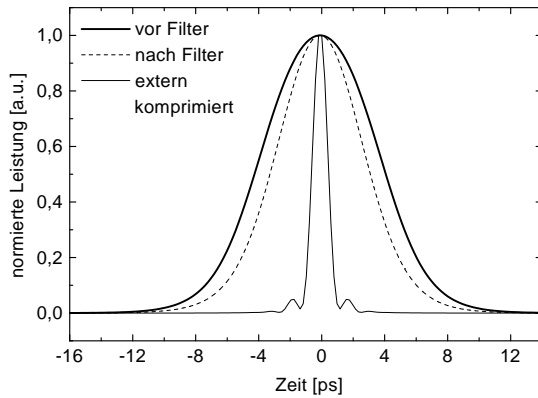


Abb. 7.12: Leistungsverlauf der bei maximalem γ erzeugten Impulse vor und nach dem Filter sowie nach externer dispersiver Kompression.

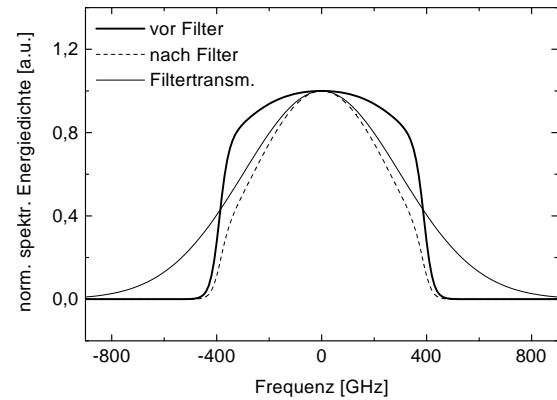


Abb. 7.13: Leistungsspektrum der bei maximalem γ erzeugten Impulse vor und nach dem Filter im Vergleich zur Filterkennlinie.

stärker gecirpten Impulsen im Resonator. Da die notwendige nichtlineare Phasenverschiebung im NOLM durch den Phasenoffset vorgegeben ist, führt ein breiterer Impuls auch zu einer höheren Energie. So konnten in den Simulationsrechnungen bei einer Bandbreite von 1400 GHz Impulse erzeugt werden, deren Breite am Ausgang 24,5 ps und deren Energie vor dem NALM 95,6 pJ betrug. Extern konnten die Impulse durch $DL = 6,44 \text{ ps/nm}$ auf 1,1 ps komprimiert werden. Das PBP betrug bei einer Bandbreite von 701 GHz vor dem Filter dann 0,74.

Die Simulationrechnungen zeigen also, daß auch bei starker anomaler Gesamtdispersion eines F8L nahezu transformationsbegrenzte Impulse erzeugt werden können, wobei eine externe dispersive Kompression des Impulses vorzunehmen ist. Im Resonator ist ein Bandpaßfilter notwendig, das den Laser gegen die dispersive Verbreiterung stabilisieren kann. Die Bandbreite des Filters entscheidet über die erzielbare Impulsenergie und die Breite der Impulse im Resonator, während die Breite der komprimierten Impulse nicht wesentlich von der Filterbandbreite beeinflusst wird. Da die Impulsenergie mit der Bandbreite ansteigt, ist zu erwarten, daß ein Selbststart des Lasers dann schwieriger ist. Eine zu geringe Bandbreite kann so große Verluste bewirken, daß der dynamische Verstärungskoeffizient für alle Energien kleiner Null ist. In diesem Fall können keine stabilen Impulse erzeugt werden.

8 Zusammenfassung

Um das komplexe Wechselspiel von Impulsformung und Laserdynamik faseroptischer Ultrakurzimpulslaser zu durchdringen, wurde für diesen Lasertyp ein Modell entwickelt, das einerseits eine realitätsnahe, räumliche Berechnung der Impulsform im Resonator, andererseits eine Analyse der verschiedenen Laserregime hinsichtlich ihrer Stabilität und ihres gegenseitigen Wettbewerbs ermöglicht.

Die im Vergleich zur Entwicklung der Verstärkung schnelle Impulsdynamik erlaubt es, diese getrennt von der Verstärkerdynamik zu behandeln. Dies wird mit Hilfe einer numerischen Berechnung nach dem „split step fourier“-Verfahren bewerkstelligt, in die die detaillierten Eigenschaften des Resonators und der Fasern in ihrer räumlichen Abhängigkeit einfließen.

Die Laserdynamik wird in Anlehnung an Namiki et al. [70] durch Laserratengleichungen behandelt, die die langsame zeitliche Entwicklung von Energie und Verstärkung beschreiben. Der Impuls wird dabei allein durch seine Energie parametrisiert. Die gesamte Impulsdynamik wird in diesen Ratengleichungen nur noch über einen dynamischen Verstärkungskoeffizienten berücksichtigt, der den Verstärkungsvorteil gegenüber cw-Licht geringer Intensität beschreibt. Im Gegensatz zu Namiki et al., die in ihrem rein analytischen Modell die räumliche Ausdehnung vernachlässigen und daher nur effektive Faser- und Resonatoreigenschaften behandeln, wird hier der dynamische Verstärkungskoeffizient aus der numerischen räumlichen Impulsausbreitung berechnet und stellt daher eine experimentell zugängliche Größe dar, die auf eine reale Laserstruktur Bezug nimmt.

Mit Hilfe der Laserratengleichungen wurde die Stabilität der Impulse analysiert. Ferner können über den dynamischen Verstärkungskoeffizienten verschiedene Regime des Lasers, wie cw-Licht, Mehrfachimpulse und Rechteckimpulse hinsichtlich ihrer Stabilität und der gegenseitigen Konkurrenz verglichen werden. Experimentell beobachtbare Fakten, wie die Koexistenz verschiedener Regime und die stufenförmige Leistungskennlinie lassen sich durch das Modell erklären.

Zwei verschiedene Konfigurationen des „figure-eight-lasers“ wurden aufgebaut und im Experiment charakterisiert. Die in dieser Resonatorstruktur als sättigbarer Absorber verwendete nichtlineare Spiegelschleife wurde polarisationserhaltend gestaltet, um ihre Schaltcharakteristik gegenüber äußeren Einflüssen zu stabilisieren. Zur gezielten reproduzierbaren Einstellung des Phasenoffsets, der die notwendige nichtlineare Phasenverschiebung für eine maximale Transmission durch die nichtlineare Spiegelschleife festlegt, und der einen entscheidenden Parameter für die Einstellung des gewünschten Laserregimes darstellt, wurden zwei verschiedene Verfahren entwickelt, die sich in den polarisationserhaltenden Spiegelschleifen realisieren lassen: Zum einen wurden ein Faradayrotator und zwei Viertelwellenlängenplättchen verwendet, zum anderen wurden zwei doppelbrechende Fasern fast gleicher Länge unter 90° orien-

tiert verspleißt. Im ersten Fall wurde damit eine Sagnac-Interferometer-Struktur realisiert, die eine hohe Stabilität besitzt und einen festen Phasenoffset vorsieht, im zweiten Fall eine Mach-Zehnder-Interferometer-Struktur geringerer Phasenstabilität, die eine Temperaturabhängigkeit aufweist, die sich jedoch zur Steuerung des Phasenoffsets ausnutzen läßt. Mit beiden Strukturen konnten stabile ps-Impulse reproduzierbar erzeugt werden. Der definierte einstellbare Phasenoffset dieser beiden Laser stellt eine Voraussetzung für einen Vergleich von Experiment und Simulationsrechnung dar.

Für beide untersuchten F8L-Konfigurationen wurden die experimentellen Ergebnisse mit denen der Simulationsrechnung verglichen. Es wurde eine gute Übereinstimmung gefunden. Bei einem Vergleich der normierten Leistungsspektren und Autokorrelationen zwischen Experiment und Simulation betrugen die Abweichungen i. a. weniger als 10 %. Details wie z. B. spektrale Seitenbänder werden richtig erfaßt. Eine gute Übereinstimmung von Experiment und Simulation wurde auch bei Variation der Parameter Phasenoffset und Asymmetrie des NOLM erzielt. Auch an verschiedenen Orten im Resonator stimmten Simulation und Experiment überein. Es konnten Bifurkationen der Impulse in Abhängigkeit von der Pumprate hier zum ersten Mal auch für den F8L in Simulation und Experiment nachgewiesen werden.

Am Beispiel der Dispersion wurde mit der Simulation demonstriert, daß für eine Beurteilung und Optimierung des Lasers die räumliche Ausdehnung des Resonators von großer Bedeutung ist. Bei gleicher mittlerer Dispersion werden bei unterschiedlicher räumlicher Verteilung der Dispersion deutlich verschiedene Impulse generiert. Ferner wurde theoretisch gezeigt, daß auch bei stark normaler mittlerer Dispersion ps-Impulse generiert werden können, wenn eine spektrale Filterung im Resonator vorgenommen wird.

Mit dieser Arbeit wurde gezeigt, daß die komplexen Strukturen faseroptischer Ultrakurzimpulslaser mit guter Übereinstimmung praxisnah modelliert werden können. Eine Weiterentwicklung dieser Modellierung zu einem Werkzeug für ein Design bzw. eine Optimierung ist damit möglich. Für zukünftige Untersuchungen bieten sich vielfältige Themen an, die über die Zielsetzung dieser Arbeit hinausgehen, dazu gehören z. B. eine Untersuchung von Impulsen im 100 fs-Bereich, für die die Bewegungsgleichung um Terme der Dispersion 3. Ordnung und der stimulierten Ramanstreuung zu erweitern wäre, und eine Behandlung von nichtlinearen Polarisierungseffekten, für die eine Implementierung der vektoriellen NLSE notwendig ist. Weitere interessante Themen sind die genauere Beschreibung der Rechteckimpulse und das Startverhalten des Lasers.

Literatur

- [1] ABDULLAEV, F. ; DARMANYAN, S. ; KHABIBULLAEV, P.: *Optical Solitons*. Springer-Verlag, Berlin, 1993
- [2] AGRAWAL, G.P.: *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, Boston, 1989
- [3] AHN, Joon T. u.a.: A passively mode-locked fibre laser with a delayed optical path for increasing the repetition rate. In: *Optics Communications* 148 (1998), Nr. 1-3, S. 59–62
- [4] ASOBE, M.: Nonlinear Optical Properties of Chalcogenide Glass Fibers and Their Application to All-Optical Switching. In: *Optical Fiber Technology* 3 (1997), S. 142–148
- [5] BLOW, K. J. ; DORAN, N. J.: Average Soliton Dynamics and the Operation of Soliton Systems with Lumped Amplifiers. In: *IEEE Photonics Techn. Lett.* 3 (1991), S. 369
- [6] BLOW, K.J. ; WOOD, D.: Mode-locked lasers with nonlinear external cavities. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 5 (1988), S. 629
- [7] BOLLOND, P.G. u.a.: Characterization of nonlinear switching in a figure-of-eight fiber laser using frequency-resolved optical gating. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 10 (1998), Nr. 3, S. 343
- [8] BRABEC, T. ; KELLY, S. M. J. ; F., Krausz: Passive modelocking in solid state lasers. In: *Compact sources of ultrashort pulses, Editor: Irl N. Duling III, Cambridge* (1995), S. 57
- [9] BÜLOW, H. u.a.: Polarisation-insensitive all-optical demultiplexing over a wide wavelength range in a short-fibre nonlinear optical loop mirror. In: *Electron. Lett.* 30 (1994), Nr. 1, S. 68–9
- [10] BULUSHEV, A.G. ; DIANOV, E.M. ; OKHOTNIKOV, O.G.: Self-starting mode-locked laser with a nonlinear ring resonator. In: *Opt. Lett.* 16 (1991), Nr. 2, S. 88
- [11] BUTCHER, P. N. ; COTTER, D.: *The elements of nonlinear optics*. Cambridge University Press, 1990
- [12] CARRUTHERS, T. F. u.a.: Enhanced stability of a dispersion-managed, harmonically mode-locked fiber laser. In: *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) Baltimore, paper CTuJ3* (1999), S. 101
- [13] CAUTAERIS, V. u.a.: Stretched pulse Yb³⁺:silica fiber laser. In: *Opt. Lett.* 22 (1997), Nr. 5, S. 316–18
- [14] CHANG, Chir-Weei ; CHI, Sien: Passive mode-locking through nonlinear polarization rotation in low-birefringence fibers. In: *Optics Communications* 134 (1997), Nr. 1-6, S. 218–22
- [15] DAINO, B. ; GREGORI, G. ; WABNITZ, S.: New all-optical devices based on third-order nonlinearity of birefringent fibers. In: *Opt. Lett.* 11 (1986), Nr. 1, S. 42–44
- [16] DAVEY, R.P. u.a.: Interacting solitons in erbium fibre laser. In: *Electron. Lett.* 27 (1991), Nr. 14, S. 1257
- [17] DENNIS, M.L. ; DULING, III: High repetition rate figure eight laser with extracavity feedback. In: *Electron. Lett.* 28 (1992), Nr. 20, S. 1894–6
- [18] DENNIS, M.L. ; DULING, III: Role of dispersion in limiting pulse width in fiber lasers. In: *Applied Physics Letters* 62 (1993), Nr. 23, S. 2911–13
- [19] DENNIS, M.L. ; DULING, III: Experimental study of sideband generation in femtosecond fiber lasers. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 30 (1994), Nr. 6, S. 1469–77
- [20] DESURVIRE, E.: *Erbium-Doped Fiber Amplifiers*. John Wiley and Sons Inc., New York, 1994
- [21] DEUTSCH, B.: *Dispersionscharakterisierung erbiumdotierter faseroptischer Verstärker durch Modellieren und Messen*. Fortschr.-Ber. VDI Reihe 21 Nr.152, VDI-Verlag Düsseldorf, 1994
- [22] DIANOV, E.M. ; LUCHNIKOV, A.V. ; PILIPETSKII, A.N. ; STARODUMOV, A.N.: Electrostriction mechanism of soliton interaction in optical fibers. In: *Opt. Lett.* 15 (1990), Nr. 6, S. 314–16
- [23] DOERR, C.R. u.a.: Additive-pulse limiting. In: *Opt. Lett.* 19 (1994), Nr. 1, S. 31–3
- [24] DORAN, N.J. ; BLOW, K.J. ; WOOD, D.: Soliton logic element for all-optical processing. In: *SPIE vol. 836, Optoelectronic Materials, Devices, Packaging and Interconnects* (1987), S. 238
- [25] DORAN, N.J. ; WOOD, D.: Nonlinear-optical loop mirror. In: *Opt. Lett.* 13 (1988), Nr. 1, S. 56
- [26] DULING, III: All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror. In: *Opt. Lett.* 16 (1991), Nr. 8, S. 539–41
- [27] DULING, III: Subpicosecond all-fibre erbium laser. In: *Electron. Lett.* 27 (1991), Nr. 6, S. 544–5
- [28] EVANGELIDES, Jr. ; MOLLENAUER, L.F. ; GORDON, J.P. ; BERGANO, N.S.: Polarization multiplexing with solitons. In: *Journal of Lightwave Technology* 10 (1992), Nr. 1, S. 28–35
- [29] FERMAN, M. E.: Nonlinear polarization evolution in passively modelocked fiber lasers. In: *Compact sources of ultrashort pulses, Editor: Irl N. Duling III, Cambridge* (1995), S. 179

- [30] FERMANN, M.E. u. a.: Nonlinear amplifying loop mirror. In: *Opt. Lett.* 15 (1990), Nr. 13, S. 752–4
- [31] FERMANN, M.E. ; SUGDEN, K. ; BENNION, I.: Environmentally stable high-power soliton fiber lasers that use chirped fiber Bragg gratings. In: *Opt. Lett.* 20 (1995), Nr. 15, S. 1625–7
- [32] FERMANN, M.E. ; YANG, L.-M. ; STOCK, M.L. ; ANDREJCO, M.J.: Stabilization of Kerr-type mode locking in a polarization-maintaining erbium-fiber laser with a Faraday mirror. In: *Optical Fiber Communication Vol.4, Technical Digest Series, Conference Edition 4* (1994), S. 24
- [33] FINLAYSON, N. ; NAYAR, B.K. ; DORAN, N.J.: Switch inversion and polarization sensitivity of the nonlinear-optical loop mirror. In: *Opt. Lett.* 17 (1992), Nr. 2, S. 112–14
- [34] FORK, R.L. ; BRITO CRUZ, C.H. ; P.C., Becker ; SHANK, C.V.: Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation. In: *Opt. Lett.* 12 (1987), S. 483
- [35] GORDON, J.P.: Dispersive perturbations of solitons of the nonlinear Schrodinger equation. In: *Journal of the Optical Society of America B* 9 (1992), Nr. 1, S. 91–7
- [36] GRUDININ, A.B. u. a.: Energy quantisation in figure eight fibre laser. In: *Electron. Lett.* 28 (1992), Nr. 1, S. 67
- [37] GRUDININ, A.B. ; RICHARDSON, D.J. ; PAYNE, D.N.: Passive harmonic modelocking of a fibre soliton ring laser. In: *Electron. Lett.* 29 (1993), Nr. 21, S. 1860–1
- [38] GUY, M.J. ; NOSKE, D.U. ; BOSKOVIC, A. ; TAYLOR, J.R.: Femtosecond soliton generation in a praseodymium fluoride fiber laser. In: *Opt. Lett.* 19 (1994), Nr. 11, S. 828–30
- [39] GUY, M.J. ; NOSKE, D.U. ; TAYLOR, J.P.: Generation of femtosecond soliton pulses by passive mode locking of ytterbium-erbium figure-of-eight fiber laser. In: *Opt. Lett.* 18 (1993), Nr. 17, S. 1447–9
- [40] HAGEMANN, V. ; SLUYTERMAN VAN LANGEWYDE, G. ; M., Rothhardt ; MÜLLER, H.-R.: Bragg Grating Sensor Interrogation Scheme using Wavelength-Time Encoding and a Draw Tower Fiber Grating Array. In: *Conference on Optical Fiber Sensors (OFS) 13, Kyongju Korea SPIE vol. 3746* (1999), S. 389
- [41] HASEGAWA, A. u. a.: Guiding-center soliton in optical fibers. In: *Opt. Lett.* 15 (1990), Nr. 24, S. 1443
- [42] HAUS, H.A.: Short pulse generation. In: *Compact sources of ultrashort pulses, Editor: Irl N. Duling III, Cambridge* (1995), S. 1
- [43] HAUS, H.A. u. a.: Self-starting of passively mode-locked lasers. In: *Opt. Lett.* 16 (1991), Nr. 17, S. 1331
- [44] HAUS, H.A. u. a.: Stretched-pulse additive pulse mode-locking in fiber ring lasers: theory and experiment. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 31 (1995), Nr. 3, S. 591–8
- [45] HAUS, H.A. ; FUJIMOTO, J.G. ; IPPEN, E.P.: Structures for additive pulse mode locking. In: *Journal of the Optical Society of America B* 8 (1991), Nr. 10, S. 2068–76
- [46] HAUS, H.A. ; IPPEN, E.P. ; TAMURA, K.: Additive-pulse modelocking in fiber lasers. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 30 (1994), Nr. 1, S. 200–8
- [47] HOROWITZ, M. ; SILBERBERG, Y.: Noiselike generation in erbium-doped fiber lasers due to nonlinear polarization rotation in birefringent fibers. In: *CLEO '98, Paper CFA4* (1998), S. 495
- [48] IPPEN, E.P. ; HAUS, H.A. ; LIU, L.Y.: Additive pulse mode locking. In: *Journal of the Optical Society of America B* 6 (1989), Nr. 9, S. 1736–45
- [49] ISLAM, M.N. ; SUNDERMAN, E.R. ; SOCCOLICH, C.E. ; BAR-JOSEPH, I. ; SAUER, N. ; CHANG, T.Y. ; MILLER, B.I.: Color center lasers passively mode locked by quantum wells. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 25, Nr. 12, S. 2454–63
- [50] KELLER, U. ; T'HOOFT, G.W. ; KNOX, W.H. ; CUNNINGHAM, J. E.: Femtosecond pulses from a continuously self-starting passively modelocked Ti:sapphire laser. In: *Opt. Lett.* 18 (1991), S. 42
- [51] KELLY, S.M.J. ; SMITH, K. ; BLOW, K.J. ; DORAN, N.J.: Average soliton dynamics of a high-gain erbium fiber laser. In: *Opt. Lett.* 16 (1991), Nr. 17, S. 1337–9
- [52] KHRUSHCHEV, I.Yu. u. a.: Generation of 800 MHz stable train of subpicosecond solitons from a figure-8 fibre laser. In: *19th European Conference on Optical Communication 2* (1993), S. 33–5
- [53] KNEUBÜHL, F.K. ; SIGRIST, M.W.: *Laser*. 3. Auflage, Teubner, Stuttgart, 1991
- [54] KNOX, W. H.: In situ measurement of complete intracavity dispersion in an operating Ti:sapphire femtosecond laser. In: *Opt. Lett.* 17 (1992), S. 514–516
- [55] KOBELKE, J. u. a.: Small core high NA Pr-doped As-glass fibres for efficient 1.3 μ m amplification. In: *Electronic Letters* 35 (1999), Nr. 6, S. 496

- [56] KUIZENGA, D. J. ; SIEGMAN, A. E.: FM and AM modelocking of the homogeneous laser - part I: theory. In: *IEEE J. of Quantum Electronics* QE-11 (1970), S. 323–330
- [57] LI, Shenping ; LOU, Caiyun ; CHAN, K.T.: Rational harmonic active and passive modelocking in a figure-of-eight fibre laser. In: *Electron. Lett.* 34 (1998), Nr. 4, S. 375–6
- [58] LIM, D.S. ; LEE, H.K. ; JEON, M.Y. ; AHN, J.T. ; KIM, K.H.: Passively mode-locked fiber laser with dispersion-imbalanced nonlinear loop mirrors. In: *CLEO '98, Paper CThO49* (1998), S. 419
- [59] LINDE, D. von d.: Characterization of the Noise in continuously Operating Mode-locked Lasers. In: *Appl. Phys. B* 39 (1986), S. 201
- [60] MATSAS, V.J. u. a.: Selfstarting passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarisation rotation. In: *Electron. Lett.* 28 (1992), Nr. 15, S. 1391–3
- [61] MATSAS, V.J. ; NEWSON, T.P. ; ZERVAS, M.N.: Self-starting passively mode-locked fibre ring laser exploiting nonlinear polarisation switching. In: *Optics Communications* 92 (1992), Nr. 1-3, S. 61–6
- [62] MOLLENAUER, L.F. ; GORDON, J.P. ; ISLAM, M.N.: Soliton Propagation in Long Fibers with Periodically Compensated Loss. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 22 (1986), Nr. 1, S. 157
- [63] MOLLENAUER, L.F. ; STOLEN, R.H.: The soliton laser. In: *Opt. Lett.* 9 (1984), S. 13
- [64] MORETIMORE, D.B.: Fiber Loop Reflectors. In: *Journal of Lightwave Technology* 6 (1988), Nr. 7, S. 1217
- [65] MURNANE, M. M. ; KAPTEYN, H. C. ; BACKUS, S.: High average power 15 fs transform-limited laser system. In: *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Paper CMW1* (2000)
- [66] NAKAZAWA, M. u. a.: Low threshold, 290 fs erbium-doped fiber laser with a nonlinear amplifying loop mirror pumped by InGaAsP laser diodes. In: *Applied Physics Letters* 59 (1991), Nr. 17, S. 2073
- [67] NAKAZAWA, M. u. a.: Continuum suppressed, uniformly repetitive 136 fs pulse generation from an erbium-doped fibre laser with nonlinear polarisation rotation. In: *Electr. Lett.* 29 (1993), Nr. 15, S. 1327
- [68] NAKAZAWA, M. ; YOSHIDA, E. ; KIMURA, Y.: Generation of 98 fs optical pulses directly from an erbium-doped fibre ring laser at 1.57 μm . In: *Electron. Lett.* 29 (1993), Nr. 1, S. 63–5
- [69] NAMIKI, S. ; IPPEN, E.P. ; HAUS, H.A. ; TAMURA, K.: Relaxation oscillation behavior in polarization additive pulse mode-locked fiber ring lasers. In: *Applied Physics Letters* 69 (1996), Nr. 26, S. 3969–71
- [70] NAMIKI, S. ; IPPEN, E.P. ; HAUS, H.A. ; YU, C.X.: Energy rate equations for mode-locked lasers. In: *Journal of the Optical Society of America B* 14 (1997), Nr. 8, S. 2099–111
- [71] NEW, G. H. C.: Pulse Evolution in Mode-Locked Quasi-Continuous Lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 10 (1974), Nr. 2, S. 115
- [72] NOSKE, D.U. ; TAYLOR, J.R.: Spectral and temporal stabilisation of a diode-pumped ytterbium-erbium fibre soliton laser. In: *Electron. Lett.* 29 (1993), Nr. 25, S. 2200–2
- [73] OBER, M.H. ; HABERL, F. ; FERMAN, M.E.: 100 fs pulse generation from an all-solid-state Nd:glass fiber laser oscillator. In: *Applied Physics Letters* 60 (1992), Nr. 18, S. 2177–9
- [74] PANDIT, N. ; NOSKE, D.U. ; KELLY, S.M.J. ; TAYLOR, J.R.: Characteristic instability of fibre loop soliton lasers. In: *Electron. Lett.* 28 (1992), Nr. 5, S. 455–7
- [75] PILIPETSKII, A.N. ; GOLOVCHENKO, E.A. ; MENYUK, C.R.: Acoustic effect in passively mode-locked fiber ring lasers. In: *Opt. Lett.* 20 (1995), Nr. 8, S. 907–9
- [76] PUTNAM, M.A. u. a.: Broadband square-pulse operation of a passively mode-locked fiber laser for fiber Bragg grating interrogation. In: *Opt. Lett.* 23 (1998), Nr. 2, S. 138–40
- [77] RICHARDSON, D.J. u. a.: Pulse repetition rates in passive, selfstarting, femtosecond soliton fibre laser. In: *Electron. Lett.* 27 (1991), Nr. 16, S. 1451–3
- [78] RICHARDSON, D.J. u. a.: Selfstarting, passively modelocked erbium fibre ring laser based on the amplifying Sagnac switch. In: *Electron. Lett.* 27 (1991), Nr. 6, S. 542–4
- [79] RICHARDSON, D.J. ; AFANASJEV, V.V. ; GRUDININ, A.B. ; PAYNE, D.N.: Amplification of femtosecond pulses in a passive, all-fiber soliton source. In: *Opt. Lett.* 17 (1992), Nr. 22, S. 1596–8
- [80] RICHARDSON, D.J. ; LAMING, R.I. ; PAYNE, D.N. ; PHILLIPS, M.W. ; MATSAS, V.J.: 320 fs soliton generation with passively mode-locked erbium fibre laser. In: *Electron. Lett.* 27 (1991), Nr. 9, S. 730–2
- [81] SCHMITT, S. ; FICKER, J. ; WOLFF, M. ; KONIG, F. ; SIZMANN, A. ; LEUCHS, G.: Photon-number squeezed solitons from an asymmetric fiber-optic Sagnac interferometer. In: *Physical Review Letters* 81 (1998), Nr. 12, S. 2446–9

- [82] SIEGMAN, A.E.: *Lasers*. University Science Books, Mill Valley, California, 1986
- [83] SMITH, K. ; MOLLENAUER, L.F.: Experimental observation of soliton interaction over long fiber paths: discovery of a long-range interaction. In: *Opt. Lett.* 14 (1989), Nr. 22, S. 1284–6
- [84] SMITH, N.J. ; BLOW, K.J. ; ANDONOVIC, I.: Sideband generation through perturbations to the average soliton model. In: *Journal of Lightwave Technology* 10 (1992), Nr. 10, S. 1329–33
- [85] SUCHA, G. ; BOLTON, S.R. ; WEISS, S. ; CHEMLA, D.S.: Nonlinear dynamics of additive pulse mode-locked lasers: period doubling and chaos. In: *Paper JTuC6, CLEO Baltimore* (1993), S. 146
- [86] SUCHA, G. ; BOLTON, S.R. ; WEISS, S. ; CHEMLA, D.S.: Period doubling and quasi-periodicity in additive-pulse mode-locked lasers. In: *Opt. Lett.* 20 (1995), Nr. 17, S. 1794
- [87] SUGAWA, T. ; YOSHIDA, E. ; MIYAJIMA, Y. ; NAKAZAWA, M.: 1.6 ps pulse generation from a 1.3 μm Pr^{3+} -doped fluoride fibre laser. In: *Electron. Lett.* 29 (1993), Nr. 10, S. 902–3
- [88] TAMURA, K. u.a.: Technique for obtaining high-energy ultrashort pulses from an additive-pulse mode-locked erbium-doped fiber ring laser. In: *Opt. Lett.* 19 (1994), Nr. 1, S. 46–8
- [89] TAMURA, K. ; DOERR, C.R. ; HAUS, H.A. ; IPPEN, E.P.: Soliton fiber ring laser stabilization and tuning with a broad intracavity filter. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 6 (1994), Nr. 6, S. 697–9
- [90] TAMURA, K. ; IPPEN, E.P. ; HAUS, H.A. ; NELSON, L.E.: 77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser. In: *Opt. Lett.* 18 (1993), Nr. 13, S. 1080–2
- [91] TAMURA, K. ; NELSON, L.E. ; HAUS, H.A. ; IPPEN, E.P.: Soliton versus nonsoliton operation of fiber ring lasers. In: *Applied Physics Letters* 64 (1994), Nr. 2, S. 149–51
- [92] TANG, D.Y. ; DRUMMOND, P.D. ; MAN, W.S. ; TAM, H.Y. ; DEMOKAN, M.S.: Observation of bound solitons in a passively mode-locked fiber laser. In: *QELS 2000, San Francisco, Paper QWG4* (2000)
- [93] TAVERNER, D. ; RICHARDSON, D.J. ; PAYNE, D.N.: Polarization Maintaining Figure-8 Laser. In: *Proceedings Nonlinear Guided-Wave Phenomena WC3-1, Cambridge* (1993), S. 367–370
- [94] TAWARAYAMA, H. u.a.: Efficient amplification at 1.3 μm in a Pr^{3+} -doped Ga-Na-S fiber. In: *Proc. Int. Conf. Optical Amplifiers and their Applications, Victoria BC, Canada, Post-Deadline Paper PD1-1* (1997), S. 21–23
- [95] TZELEPIS, V. u.a.: Analysis of a passively mode-locked self-starting all-fiber soliton laser. In: *Journal of Lightwave Technology* 11 (1993), Nr. 11, S. 1729–36
- [96] TZELEPIS, V. ; SPICHOPOULOS, T. ; CAROUBALOS, C.: Passive harmonic mode-locking in all-fibre soliton laser: energy states and stability aspects. In: *IEEE Photonics Technology Letters* 6 (1994), Nr. 1, S. 47–9
- [97] VASIL'EV, P.P.: Ultrashort pulse generation in diode lasers. In: *Optical and Quantum Electronics* 24 (1992), Nr. 8, S. 801–24
- [98] WEISS, C. O.: *Dynamics of Lasers*. VCH, Weinheim, 1991
- [99] WINFUL, H.G.: Self-induced polarization changes in birefringent optical fibers. In: *Appl. Phys. Lett.* 47 (1985), S. 213
- [100] WITTL, F. ; VOBIAN, J. ; HERCHENRODER, G. ; DULTZ, W.: Interferometric determination of the nonlinear refractive index n_2 of optical fibers. In: *Technical Digest - Symposium on Optical Fiber Measurements, 1996 (NIST SP 905) Editors: Day, G.W.; Franzen, D.L.; Williams, P.A.* (1996), S. 71–4
- [101] WU, Song ; STRAIT, J. ; FORK, R.L. ; MORSE, T.F.: High-power passively mode-locked Er-doped fiber laser with a nonlinear optical loop mirror. In: *Opt. Lett.* 18 (1993), Nr. 17, S. 1444–6
- [102] YARIV, A.: *Quantum Electronics*. 3rd ed., John Wiley & Sons, New York, 1988
- [103] YOSHIDA, E. ; KIMURA, Y. ; NAKAZAWA, M.: Laser diode-pumped femtosecond erbium-doped fiber laser with a sub-ring cavity for repetition rate control. In: *Applied Physics Letters* 60 (1992), Nr. 8, S. 932–4
- [104] YOSHIDA, E. ; NAKAZAWA, M.: 80-200 GHz erbium doped fibre laser using a rational harmonic mode-locking technique. In: *Electron. Lett.* 32 (1996), Nr. 15, S. 1370–2

A Jonesmatrizen für die nichtlineare Spiegelschleife

In diesem Abschnitt wird die Jonesmatrix für die Transmission einer nichtlinearen Spiegelschleife mit linearer Doppelbrechung berechnet.

Die lineare Gesamtdoppelbrechung der Faser wird durch eine Verzögerungsplatte mit der Verzögerung φ unter dem Winkel θ zur x-Achse repräsentiert. Die Jonesmatrix \mathbf{M} für dieses Element lautet:

$$\begin{aligned}\mathbf{M} &= \mathbf{D}_\theta \mathbf{V}_\varphi \mathbf{D}_{-\theta} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\varphi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos^2 \theta + e^{i\varphi} \sin^2 \theta & \sin \theta \cos \theta (e^{i\varphi} - 1) \\ \sin \theta \cos \theta (e^{i\varphi} - 1) & \sin^2 \theta + e^{i\varphi} \cos^2 \theta \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (\text{A.1})$$

\mathbf{D}_θ beschreibt eine Drehung um den Winkel θ und \mathbf{V}_φ eine Verzögerungsplatte unter dem Winkel 0 mit einer Verzögerung φ . Die entgegengesetzt durch die Spiegelschleife laufende Welle sieht dann die Jonesmatrix $\mathbf{S}^{-1} \mathbf{M}^T \mathbf{S}$ [29], wobei \mathbf{S} die Spiegelungsmatrix ist:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \mathbf{S} \mathbf{D}_\theta = \mathbf{D}_{-\theta} \mathbf{S} \quad \text{und} \quad \mathbf{S} \mathbf{V}_\varphi = \mathbf{V}_\varphi \mathbf{S} \quad (\text{A.2})$$

\mathbf{M}^T ist die Transponierte der Matrix \mathbf{M} . Wegen $\mathbf{D}_\theta^T = \mathbf{D}_{-\theta}$ und $\mathbf{V}_\varphi^T = \mathbf{V}_\varphi$ gilt:

$$\mathbf{S}^{-1} \mathbf{M}^T \mathbf{S} = \mathbf{S} \mathbf{M}^T \mathbf{S} = \mathbf{S} (\mathbf{D}_\theta \mathbf{V}_\varphi \mathbf{D}_{-\theta})^T \mathbf{S} = \mathbf{D}_{-\theta} \mathbf{V}_\varphi \mathbf{D}_\theta \quad (\text{A.3})$$

Für die Spiegelschleife ergibt sich dann folgender Feldvektor für die transmittierte Welle:

$$\begin{aligned}\vec{E}_t &= (\alpha \mathbf{M} + (1 - \alpha) e^{i\pi} e^{i\Delta\Phi_{nl}} \mathbf{S}^{-1} \mathbf{M}^T \mathbf{S}) \vec{E}_{in} \\ &= (\alpha \mathbf{D}_\theta \mathbf{V}_\varphi \mathbf{D}_{-\theta} - (1 - \alpha) e^{i\Delta\Phi_{nl}} \mathbf{D}_{-\theta} \mathbf{V}_\varphi \mathbf{D}_\theta) \vec{E}_{in} \\ &= \begin{pmatrix} (1 + A \sin^2 \theta) [\alpha - (1 - \alpha) e^{i\Delta\Phi_{nl}}] & \frac{A}{2} \sin 2\theta [\alpha + (1 - \alpha) e^{i\Delta\Phi_{nl}}] \\ \frac{A}{2} \sin 2\theta [\alpha + (1 - \alpha) e^{i\Delta\Phi_{nl}}] & (1 + A \cos^2 \theta) [\alpha - (1 - \alpha) e^{i\Delta\Phi_{nl}}] \end{pmatrix} \cdot \vec{E}_{in}\end{aligned}\quad (\text{A.4})$$

Hierbei ist $A = \exp i\varphi - 1$. Das Koppelverhältnis des zentralen Kopplers ist α . Durch das zweimalige Überkoppeln einer der beiden gegenläufigen Wellen kommt der Faktor $\exp i\pi$ zustande. Die nichtlineare Phase Δ_{nl} wird der Welle mit der Leistung $(1 - \alpha)P_I$ zugeordnet, wobei P_I die Leistung vor der Spiegelschleife ist.

B Charakterisierung der Verstärkerdispersion

Die Dispersion von Er^{3+} -dotierten Verstärkerfasern unterliegt resonanten Änderungen über der Wellenlänge, die bis zu $\pm 20 \text{ ps/nmkm}$ betragen können [21]. Aufgrund der Absorption (bzw. Verstärkung bei der gepumpten Faser) im Verstärkungsbereich der Wellenlänge sind interferometrische Dispersionsmessungen sehr aufwendig [21]. Eine einfache Möglichkeit zur Dispersionsbestimmung aktiver Fasern nutzt die Laufzeitänderung von Impulsen in einem Laser bei Durchstimmung der Wellenlänge [54]. Diese Methode wurde hier verwendet, um bei der Yb/Er-Faser den nichtresonanten Anteil der Dispersion abzuschätzen. Dazu wurde ein F8L aufgebaut, bei dem durch Justage der Polarisationssteller die Wellenlänge der erzeugten Impulse variiert werden konnte. Die Umlaufzeit konnte sehr genau mit einem elektrischen Spektrumanalysator vermessen werden, indem die der 1000. Harmonischen der Umlauffrequenz entsprechende Spektralkomponente auf 100 Hz genau bestimmt wurde. Aufgrund der Bandbreite der verwendeten Impulse wurde die Dispersion jeweils über etwa 2 nm gemittelt.

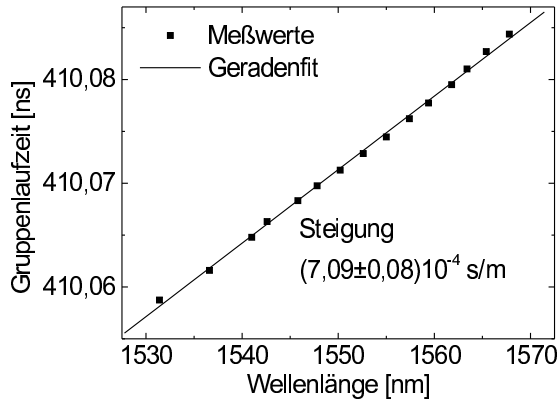


Abb. B.1: Wellenlängenabhängigkeit der Laufzeit bei der Er-Faser 26S und Geradenfit an die Daten.

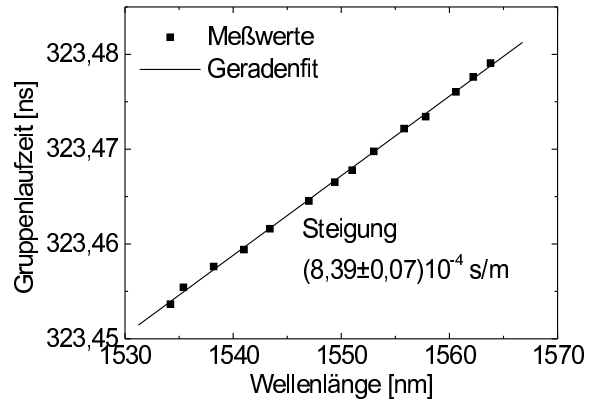


Abb. B.2: Wellenlängenabhängigkeit der Laufzeit bei der Yb/Er-Faser und Geradenfit an die Daten.

Zunächst wurde zu Testzwecken eine Erbium-Faser bekannter Dispersion verwendet (Typ 26S, IPHT), deren nichtresonante Dispersion in [21] mit $-6,5 \text{ ps/nmkm}$ bei 1560 nm angegeben wird (Faser F genannt). Diese Faser mit einer Länge von $21,8 \text{ m}$ wurde in einen F8L als Verstärker eingebaut, in dem außerdem $50,5 \text{ m}$ Std.-Faser ($D=16,3 \text{ ps/nmkm}$), $8,4 \text{ m}$ DS-Faser ($D=2 \text{ ps/nmkm}$) und 3 m vom Typ Flexcore 1060 ($D=5,6 \text{ ps/nmkm}$) integriert waren. Die Gesamtlänge belief sich daher zu $L_{ges}=83,7 \text{ m}$. Abb.B.1 zeigt die gemessene Laufzeit der generierten Impulse in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Eine lineare Regression liefert eine Geradensteigung von $\bar{D}L_{ges}=(7,09 \pm 0,08) 10^{-4} \text{ s/m}$. Nach

$$D_{Er} = \frac{1}{L_{Er}} (\bar{D}L_{ges} - D_{Std}L_{Std} - D_{DS}L_{DS} - D_{FX}L_{FX}) \quad (\text{B.1})$$

ergibt sich eine Dispersion der Erbiumfaser von $D_{Er} = (-6,8 \pm 0,4) \text{ ps/nmkm}$. Dieser Wert stimmt gut mit dem in der Literatur angegebenen Wert überein.

Die Messung der Dispersion der Yb/Er-Faser erfolgte analog, wobei der Resonator aus 50,5 m Std.-Faser, 9,2 m DS-Faser, 2,3 m Flexcore-1060-Faser und 4 m Yb/Er-Faser aufgebaut war. Durch die im Vergleich zur Gesamtlänge des Resonators von 66,0 m geringe Länge der Yb/Er-Faser ist die Messung mit einem größeren relativen Fehler behaftet. Die spektrale Abhängigkeit der Laufzeit von der Wellenlänge ist für diesen Resonator in Abb.B.2 dargestellt. Aus der Geradensteigung resultiert in diesem Fall eine mittlere Dispersion der Yb/Er-Faser von $D_{YEF} = (-4 \pm 2) \text{ ps/nmkm}$.

C Ratengleichungen für ein 3-4-Niveausystem

Erbiumdotierte Verstärkerfasern stellen ein 3-4-Niveausystem dar und lassen sich nach Desurvire [20] näherungsweise durch folgende Ratengleichungen für die Teilchendichten beschreiben:

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - W_{21}N_2 - A_{21}N_2 + RN_1 \quad (\text{C.1})$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -\frac{dN_2}{dt} \quad (\text{C.2})$$

N_1 und N_2 beschreiben die Besetzungsdichten des unteren und des oberen Laserniveaus. Dabei wurde angenommen, daß ein im Vergleich zur Pumprate R schneller strahlungsloser Zerfall aus dem Anregungsniveau in das obere Laserniveau (Index 2) stattfindet, so daß das Anregungsniveau nicht bevölkert wird. Es liegt also eine Quasi-2-Niveaustuktur vor. Zwischen den beiden Laserniveaus 1 und 2 finden Übergänge durch spontane Emission (Rate $A_{21} = 1/\tau_2$), stimulierte Emission (Rate W_{21}) und Signalabsorption (Rate W_{12}) statt. τ_2 bezeichnet die Lebensdauer des oberen Laserniveaus. Für die Teilchendichte ρ der aktiven Ionen gilt:

$$\rho = N_1 + N_2 \quad (\text{C.3})$$

Absorptions- σ_a und Emissionsquerschnitt σ_e sind in der Regel verschieden und von der Wellenlänge abhängig. Sie sind phänomenologische Größen, die experimentell bestimmbar sind. Der Verstärkungskoeffizient stellt sich dann folgendermaßen dar:

$$g = \sigma_a(\eta N_2 - N_1) = \sigma_a \Delta N \quad \text{mit} \quad \eta = \sigma_e / \sigma_a \quad (\text{C.4})$$

Mit der Besetzungsinversion $\Delta N = \eta(N_2 - N_1)$. Ferner gilt:

$$W_{12} = \frac{1}{\eta} W_{21} = \frac{\sigma_a \tau_2}{h\nu A} P = \frac{P}{P_{sat}(1 + \eta)} \quad (\text{C.5})$$

Im Vergleich zu [20] wurde hier die radiale Dotierungsverteilung und der Verlauf des Modenfeldes vernachlässigt und statt dessen effektive Werte für die Sättigungsleistung P_{sat} und die Leistung P verwendet. A stellt hier die Modenfläche dar.

N_2 und N_1 lassen sich folgendermaßen umschreiben:

$$N_2 = \frac{1}{1 + \eta} \Delta N + \frac{1}{1 + \eta} \rho \quad (\text{C.6})$$

$$N_1 = -\frac{1}{1 + \eta} \Delta N + \frac{\eta}{1 + \eta} \rho \quad (\text{C.7})$$

Damit läßt sich eine Ratengleichung für die Verstärkung definieren:

$$\frac{dg}{dt} = -\frac{g}{\tau_2} - \frac{g}{\tau_2} \frac{P}{P_{sat}} + \frac{\sigma_a \rho}{\tau_2} \left(R\tau_2 \eta - R\tau_2 \frac{\Delta N}{\rho} - 1 \right) \quad (\text{C.8})$$

Im Fall $\eta \gg 1$, also eines eher 4-niveauartigen Lasers gilt $\rho \approx N_1$ und der Klammerausdruck in Glg.C.8 kann durch $R\tau_2\eta - 1$ genähert werden. Die Verstärkungsgleichung lautet dann:

$$\frac{dg}{dt} = -\frac{g}{\tau_2} - \frac{g}{\tau_2} \frac{P}{P_{sat}} + \frac{g_{ks}}{\tau_2} \quad \text{mit} \quad g_{ks} = \sigma_a \rho (R\tau_2\eta - 1) \quad (\text{C.9})$$

Wenn η in der Größenordnung von 1 liegt, also bei einem eher 3-Niveauartigen System, kann ebenfalls Glg.C.9 verwendet werden, da die Inversion ΔN im Laserbetrieb typischerweise viel kleiner als die Dotierungsdichte ρ ist.

D Stabilitätskriterium für ps-Impulse

Die Stabilität des Gleichgewichtszustandes kann mit Hilfe der Störungsrechnung 1. Ordnung analysiert werden. Bei kleinen Abweichungen aus dem Gleichgewicht ändern sich \widetilde{W} , \tilde{g} und $\gamma(\widetilde{W})$ folgendermaßen:

$$\widetilde{W} = \widetilde{W}_s + \Delta\widetilde{W} \quad (\text{D.1})$$

$$\tilde{g} = \tilde{g}_s + \Delta\tilde{g} \quad (\text{D.2})$$

$$\gamma(\widetilde{W}) = \gamma_s + \left. \frac{d\gamma}{d\widetilde{W}} \right|_{\widetilde{W}_s} \cdot \Delta\widetilde{W} \quad (\text{D.3})$$

Setzt man diese Glgn. in Glg.4.25 und Glg.4.20 ein und vernachlässigt die Terme ab der zweiten Ordnung, so ergibt sich folgendes Differentialgleichungssystem für den Vektor $\vec{x} = (\Delta\tilde{g}, \Delta\widetilde{W})$:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \Delta\tilde{g} \\ \Delta\widetilde{W} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} -\frac{1}{\tau_2} \left(1 + \frac{\widetilde{W}_s}{W_{sat}} e^{\tilde{g}_s} \right) & \frac{1 - e^{\tilde{g}_s}}{\tau_2 W_{sat}} \\ \frac{\widetilde{W}_s}{T_R} & \frac{\widetilde{W}_s}{T_R} \left. \frac{d\gamma}{d\widetilde{W}} \right|_{\widetilde{W}_s} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\tilde{g} \\ \Delta\widetilde{W} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} -a & -b \\ c & c\gamma' \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta\tilde{g} \\ \Delta\widetilde{W} \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} \Delta\tilde{g} \\ \Delta\widetilde{W} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{D.4})$$

Die Lösungen sind:

$$\vec{x} = c_1 \vec{Q}_1 e^{q_1 t} + c_2 \vec{Q}_2 e^{q_2 t}, \quad (\text{D.5})$$

wobei c_i Konstanten, \vec{Q}_i die Eigenvektoren und q_i die Eigenwerte darstellen. Die Eigenwerte q_i von \mathbf{M} erhält man aus der charakteristischen Gleichung $\det(\mathbf{M} - q \cdot \mathbf{E}) = 0$, wobei \mathbf{E} die Einheitsmatrix ist. Stabilität liegt vor, wenn $\text{Re}(q_i) < 0$ für $i = 1$ und $i = 2$. Die Eigenwerte ergeben sich zu:

$$q_{1,2} = -\frac{a - c\gamma'}{2} \pm \sqrt{\frac{(a - c\gamma')^2}{4} - bc + ac\gamma'} \quad (\text{D.6})$$

Für $\gamma' < 0$ gilt wegen $a, b, c > 0$, daß $-bc + ac\gamma' < 0$, weshalb die Wurzel entweder imaginär oder kleiner als $(a - c\gamma')/2$ ist. In beiden Fällen ist aber $\text{Re}(q_{1,2}) < 0$. Es liegt also im Fall negativer Steigung des dynamischen Verstärkungskoeffizientens stets Stabilität vor.

Für $\gamma' > 0$ lassen sich folgende Überlegungen anstellen: Damit $-bc + ac\gamma' < 0$ ist, muß unter Verwendung von Glg.4.27 mit $\tilde{g} = \tilde{g}_s$ gelten:

$$\gamma' < \frac{b}{a} = \frac{e^{\tilde{g}_s} - 1}{W_{sat} + \widetilde{W}_s e^{\tilde{g}_s}} = - \left. \frac{d\tilde{g}}{d\widetilde{W}} \right|_{\widetilde{W}_s} \quad (\text{D.7})$$

Folgende Fallunterscheidungen sind also vorzunehmen:

Fall			$\text{Re}(q_1)$	$\text{Re}(q_2)$	
1	$\gamma' < a/c$	$\gamma' < -d\tilde{g}_s/d\widetilde{W}$	<0	<0	stabil
2	"	$\gamma' > -d\tilde{g}_s/d\widetilde{W}$	>0	<0	instabil
3	$\gamma' > a/c$	$\gamma' < -d\tilde{g}_s/d\widetilde{W}$	>0	>0	instabil
4	"	$\gamma' > -d\tilde{g}_s/d\widetilde{W}$	>0	<0	instabil

In den Fällen 2 und 4 ist die allgemeine Lösung nicht stabil, da jeweils einer der Summanden mit wachsendem t divergiert. Auch für $\gamma' > 0$ kann also im Fall 1 Stabilität vorliegen. Es zeigt sich, daß $(-d\tilde{g}_s/d\widetilde{W}) > a/c$ ist, unter der Bedingung, daß

$$-\left.\frac{d\tilde{g}_s}{d\widetilde{W}}\right|_{\widetilde{W}_s} > \sqrt{\frac{T_R}{\tau_2} \cdot \frac{e^{\tilde{g}_s} - 1}{\widetilde{W}W_{sat}}}. \quad (\text{D.8})$$

In diesem Fall lautet das Stabilitätskriterium $\gamma' < a/c$, im entgegengesetzten Fall $\gamma' < -d\tilde{g}_s/d\widetilde{W}$. Nimmt man z. B. eine Verstärkung von $e^{\tilde{g}_s} = 10$ und eine Impulsenergie von 8 nJ an und setzt die in Abschnitt 4.2 verwendeten Verstärkerdaten ein, so ergibt sich für $-d\tilde{g}_s/d\widetilde{W}$ ein Wert von etwa $1 \cdot 10^8 \text{ J}^{-1}$ und für die Wurzel in Glg.D.8 von etwa $2 \cdot 10^6 \text{ J}^{-1}$. In diesem Fall muß für ein stabiles Gleichgewicht also die Steigung des dynamischen Verstärkungskoeffizientens kleiner als $a/c = 4 \cdot 10^4 \text{ J}^{-1}$ sein.

E Abkürzungsverzeichnis

APM	additive pulse modelocking
ASE	amplified spontaneous emission
a. u.	arbitrary units
BPF	Bandpaß-Filter
CW	continuous wave
ESA	elektrischer Spektrum-Analysator
F8L	figure-eight-laser
FFT	fast fourier transformation
FROG	frequency resolved optical gating
FWHM	full width half maximum
GVD	group velocity dispersion
IFFT	inverse fast fourier transformation
NALM	nonlinear amplifying loop mirror
NLSE	nonlinear Schrödinger equation
NOLM	nonlinear optical loop mirror
OSA	optischer Spektrum-Analysator
OSO	optisches Sampling-Oszilloskop
PBP	pulse width band width product
PG	Polarisationsgrad
PM	polarization maintaining
SESAM	semiconductor saturable absorbing mirror
SHG	second harmonic generation
SPM	self phase modulation
SSFM	split step fourier methode
XPM	cross phase modulation
WDM	wavelength division multiplexing

Danksagung

Prof. Dr. H. Bartelt danke ich für die Vergabe des Promotionsthemas und für die Betreuung dieser Arbeit.

Prof. Dr. G. Leuchs und Prof. Dr. A. Tünnermann sei für die Übernahme der Korreferate mein Dank ausgesprochen.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Dr. U. Röpke für die anregenden und kritischen Diskussionen zu den physikalischen und mathematischen Aspekten dieser Arbeit und zur Faseroptik allgemein sowie für die Begutachtung dieser Arbeit.

Dr. S. Jetschke möchte ich für die stete Diskussionsbereitschaft und die Ratschläge bei faseroptischen Fragen danken.

Außerdem sei mein Dank ausgesprochen Dr. S. Unger für Auskünfte und Diskussionen zu verschiedenen Fasern, Dr. J. Salm für RNF-Messungen an der Yb/Er-Faser, B. Höfer und A. Holz für die Unterstützung bei der Anfertigung polarisationserhaltender Spleiße und P. Adel vom Laserzentrum Hannover für Informationen zur Dispersion der Faser 153S.

Dr. V. Hagemann danke ich für die Begutachtung dieser Arbeit. Ihm sei außerdem zusammen mit Ch. Veron, Dr. E. Geinitz, K. Mörl, V. Reichel, M. Becker, M. Rothhardt, A. Schwuchow und M. Teupser für die vielen fachlichen Diskussionen und die freundschaftliche Kollegialität gedankt.

Bei allen Mitarbeitern des Bereichs 2 des IPHT und insbesondere bei Dr. H.-R. Müller als Leiter der Abteilung Mikrooptik möchte ich mich für die hervorragende Arbeitsatmosphäre bedanken, die eine Voraussetzung für das Gelingen dieser Arbeit darstellten.

Mein besonderer Dank gilt Angela Kather, die mir auch in den Durststrecken der Entstehung dieser Arbeit viel Geduld und Verständnis entgegengebracht hat.

Nicht zuletzt gilt all denen mein Dank, die mich während der Promotion freundschaftlich begleitet und unterstützt haben.

Lebenslauf

Name: Georg Sluyterman van Langeweyde
Geburtsdatum: 1.10.1967
Geburtsort: Essen
Familienstand: ledig

Schule: 1974-1978 Hatzperschule Essen
 1978-1987 Burggymnasium Essen
 4.6.1987 Abitur

Zivildienst: 1987-1989 beim Allgemeinen Sozialdienst des Jugendamtes
 der Stadt Essen

Studium: 1989-1995 Physik an der Universität Dortmund
 8.10.1991 Vordiplom

Hochschulabschluß: 17.2.1995 Diplom an der Universität Dortmund
 akademischer Grad: Diplom Physiker
 Thema der Diplomarbeit:
 Topographie antiferromagnetischer Domänen
 in Chrom(III)oxid mit Hilfe der Zweiphotonen-
 Summenfrequenzerzeugung

Doktorand: 1995-2001 wissenschaftlich tätig
 am Institut für Physikalische Hochtechnologie e. V.
 in Jena
 auf den Gebieten:
 faseroptischer Ultrakurzimpuls laser, Messung der
 Faser-Kerrnichtlinearität und Hochleistungsfaserlaser

Jena, den 22.3.2001

Georg Sluyterman van Langeweyde

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, daß ich die vorliegende Arbeit selbstständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Es waren keine weiteren Personen an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder andere Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt.

Ich versichere ehrenwörtlich, daß ich nach meinem besten Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Jena, den 22.3.2001

Georg Sluyterman van Langeweyde